



# Contribution du quark étrange dans le nucléon

J.S. Real

## ► To cite this version:

J.S. Real. Contribution du quark étrange dans le nucléon. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. tel-00459563

**HAL Id: tel-00459563**

**<https://theses.hal.science/tel-00459563>**

Submitted on 24 Feb 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier – Grenoble I

# DIPLÔME D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

---

Contribution du quark étrange dans le nucléon

*Présenté par : Jean-Sébastien Real*

## **JURY**

Roger Brissot

Jaume Carbonell

Johann Collot

Michel Garçon

Jacques Martino

Rapporteur

Président

Rapporteur

Rapporteur

# Table des matières

<b>1</b>	<b>La structure électromagnétique du nucléon</b>	<b>2</b>
1.1	Les facteurs de forme électrofaibles . . . . .	3
1.2	Décomposition sur les saveurs de quarks . . . . .	4
1.3	Les facteurs de forme électromagnétiques . . . . .	6
1.3.1	L'évolution en $Q^2$ . . . . .	8
1.3.2	Correction à deux photons . . . . .	9
1.4	Corrections électrofaibles d'ordre supérieur . . . . .	10
1.4.1	Correction à un quark . . . . .	11
1.4.2	Correction multi-quark, moment anapolaire . . . . .	13
1.5	Le facteur de forme axial en diffusion d'électron . . . . .	14
<b>2</b>	<b>La contribution du quark étrange</b>	<b>15</b>
2.1	L'asymétrie de violation de parité en diffusion électron–nucléon . . . . .	15
2.2	L'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron–Deuteron	17
2.3	L'asymétrie de violation de parité en diffusion électron–Hélium . . . . .	19
2.4	Corrections dues à l'échange de deux bosons . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Les dispositifs expérimentaux</b>	<b>22</b>
3.1	Ingrédients communs . . . . .	22
3.2	L'expérience SAMPLE . . . . .	23
3.3	L'expérience HAPPEX . . . . .	24
3.4	L'expérience PVA4 . . . . .	25
3.5	L'expérience $G_0$ . . . . .	26
3.5.1	L'accélérateur d'électrons au Jefferson Lab . . . . .	26
3.5.2	Le dispositif expérimental . . . . .	28
3.5.3	Les angles avant . . . . .	29
3.5.4	Les angles arrière . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon</b>	<b>41</b>
4.1	Combinaison linéaire . . . . .	41
4.2	Extraction à $Q^2$ fini . . . . .	42
4.3	Dépendance en $Q^2$ . . . . .	44
4.4	Perspectives . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Perspectives</b>	<b>50</b>
5.1	Physique hadronique avec ALICE au CERN et le calorimètre électromagnétique EMCAL . . . . .	50

<b>6</b>	<b>Annexes</b>	<b>54</b>
6.1	Les différentes particules élémentaires . . . . .	54
6.2	Résultats de $G^0$ angles avant . . . . .	55

# Introduction

L'interaction forte, qui permet de lier entre eux les quarks afin de former les nucléons, est assez bien décrite par la chromodynamique quantique (QCD) à très haute énergie lorsque les quarks sont quasiment libres. Mais cette interaction, qui permet aussi de lier les nucléons entre eux pour former les noyaux, est incalculable à basse ou moyenne énergie lorsque les quarks sont confinés. La physique des énergies intermédiaires essaye de comprendre comment les caractéristiques des nucléons ou mésons, ainsi que leur interaction effective, peuvent s'expliquer à partir des quarks et interactions de QCD.

C'est dans ce cadre que je travaille depuis mon entrée au CNRS il y a maintenant 15 ans. Ma première activité a été la construction et l'utilisation d'un polarimètre à deuton qui a été utilisé au Laboratoire National SATURNE pour diverses expériences avec des hadrons de basses énergies, et plus récemment au Thomas Jefferson National Laboratory aux États-Unis pour l'expérience  $t_{20}$ . Puis je me suis engagé ces 10 dernières années dans la mesure du quark étrange dans les propriétés électromagnétiques du nucléon. Le Thomas Jefferson National Laboratory (TJNAF aussi appelé JLab pour Jefferson Laboratory) héberge l'accélérateur d'électrons de dernière génération CEBAF (Continuous Electron Beam Facility) qui est capable de produire des faisceaux de haute énergie (jusqu'à 6 GeV), très intenses et avec une très grande polarisation. C'est grâce à des accélérateurs comme celui-ci qu'a été possible le développement des expériences de mesure de violation de parité en diffusion d'électron.

En 1998, la collaboration  $G^0$  a commencé la construction d'un détecteur dédié à ce genre de mesures, avec comme objectif de séparer les contributions du quark étrange à la structure électrique et magnétique des nucléons. Deux laboratoires en France étaient engagés dans cette collaboration et avaient en charge la construction de la moitié du détecteur et de l'électronique associée pour la première phase de cette expérience qui s'est déroulée entre 2002 et 2005. Parallèlement, le LPSC Grenoble a développé de nouveaux détecteurs ainsi que leur électronique pour la deuxième phase de ce programme qui s'est déroulée entre 2001 et 2009.

Dans le premier chapitre, j'expose le formalisme qui permet d'accéder à la contribution des quarks étranges puis, après une présentation des techniques expérimentales de violation de parité pour mesurer cette contribution, je décris les différentes expériences en diffusion d'électron. Dans le chapitre expérimental, je me concentre sur l'expérience  $G^0$  qui a été mon activité de recherche dominante des 11 dernières années.

Le chapitre 4 est consacré au bilan de 15 ans de programme expérimental dans ce domaine et présente ce que l'on sait aujourd'hui à partir de toutes ces mesures.

# Chapitre 1

## La structure électromagnétique du nucléon

Aux énergies intermédiaires, le nucléon est un objet décrit dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD) par trois quarks de valence (2 quarks Up ( $u$ ) et un quark Down ( $d$ ) pour le proton) et d'une mer de gluons pouvant se matérialiser par des paires de quark-antiquark de toutes saveurs. L'objectif de la physique hadronique est de comprendre de quelle manière ces composants élémentaires s'organisent pour donner aux nucléons leurs propriétés fondamentales comme sa masse, sa charge électrique, son moment magnétique ou son spin. Si la charge électrique ne pose pas de difficulté (la charge de nucléons est la somme de la charge des quarks de valence :  $2Q_u + Q_d = 1$  pour le proton et  $Q_u + 2Q_d = 0$  pour le neutron), d'autres quantités restent encore mal comprises. Les cas les plus flagrants sont la masse (la somme des masses des quarks de valence ne représente au maximum que 1.3% de la masse du proton), le spin (seuls 30% du spin du proton sont portés par les quarks constituants contre 60% attendus) ou l'impulsion.

La partie manquante de ces propriétés pourrait être portée par la mer de gluons ou ses paires de quark-antiquark associées, constituées principalement des saveurs les plus légères ( $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$ ). Comme les paires de quarks-antiquarks de la mer sont issues de fluctuations des gluons, les saveurs plus lourdes (charme  $c$ , beauté  $b$  et top  $t$ ) sont défavorisées et l'on s'attend à ce que leur contribution soit négligeable. À l'échelle des énergies intermédiaires, la QCD ne peut pas décrire de tels systèmes liés en utilisant la théorie des perturbations, et leur traitement est un problème pour QCD sur réseau si l'on veut prendre en compte correctement la masse des quarks de la mer.

De nombreux programmes expérimentaux se sont attachés à mesurer la contribution de la mer. Ces études se focalisent soit sur les gluons, soit sur les antiquarks des paires  $u\bar{u}$  et  $d\bar{d}$ , soit enfin sur les quarks et antiquarks étranges  $s$  et  $\bar{s}$ .

Des expériences ont mesuré des contributions non nulles (entre 0 et 10%) du quark  $s$  sur des éléments de matrice tels que  $\langle N|\bar{s}s|N\rangle$  (masse) ou  $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|N\rangle$  (spin). Cependant, à cause des difficultés d'interprétation théorique ou le manque d'autres données, ces mesures ne fournissent pas de détermination précise de la contribution de la mer. L'objectif des expériences SAMPLE et  $G^0$  est l'étude de la structure interne du nucléon par la mesure de la contribution de la mer de quarks à ses facteurs de forme électromagnétiques et faibles. Un moyen de confirmer, et de mesurer *précisément* cette contribution est de déterminer l'élément de matrice vecteur  $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$  via la mesure des *facteurs de forme* électromagnétiques et faibles

Dans ce chapitre nous ne verrons que ce qui est essentiel à la compréhension de l'étude des quarks étranges à la structure électromagnétique du nucléon. Différentes références traitent le sujet de façon plus détaillée [1, 2, 3, 4].

## 1.1 Les facteurs de forme électrofaibles

Dans le cas de la diffusion électron Nucléon, nous sommes dans le cadre de l'approximation d'échange d'un seul boson (l'approximation de Born) voir paragraphe 1.3. Alors que le vertex leptonique (lepton-photon) est décrit par l'électrodynamique quantique (QED), la structure interne du nucléon implique que l'interaction photon-nucléon est décrite par plusieurs fonctions de structure (facteurs de forme dans le cas de la diffusion élastique). Cette diffusion fait intervenir l'interaction électromagnétique par l'échange d'un photon virtuel  $\gamma^*$  (fig. 1.1(a)) et l'interaction faible par l'échange d'un boson Z (fig. 1.1(b)) (dans le cadre de la diffusion élastique, seul le boson faible neutre intervient).

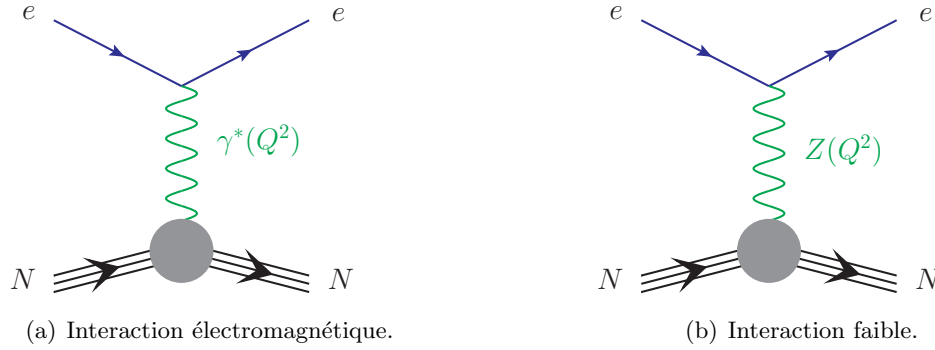


FIG. 1.1 – Diffusion élastique électron-nucléon.

À ces diagrammes correspondent un courant leptonique, respectivement hadronique, électromagnétique pour le vertex  $e\gamma$  (resp.  $\gamma N$ ) et faible neutre pour le vertex  $eZ$  (resp.  $ZN$ ). À partir de ces courants, on écrit les amplitudes de diffusion électromagnétique  $\mathcal{M}_\gamma$  et faible neutre  $\mathcal{M}_Z$  qui font intervenir les propagateurs du photon virtuel  $g^{\mu\nu}/q^2$  et du boson Z ( $g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu / M_Z^2$ )/( $q^2 - M_Z^2$ ) :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J}_\mu^{(\gamma,e)} &= -e\bar{u}\gamma^\mu u \\
 \mathcal{J}_\nu^{(\gamma,N)} &= e\bar{v} \left[ F_1^{\gamma,N} \gamma_\nu + i \frac{F_2^{\gamma,N}}{2m} \sigma_{\nu\delta} q^\delta \right] v \\
 \mathcal{M}_\gamma &= \mathcal{J}_\mu^{(\gamma,e)} \frac{g^{\mu\nu}}{q^2} \mathcal{J}_\nu^{(\gamma,N)}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où  $m$  est la masse du nucléon, et :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{J}_\mu^{(Z,e)} &= \frac{-g}{4\cos\theta_W} \bar{u}\gamma_\mu (g_V^e + g_A^e \gamma^5) u \\
 \mathcal{J}_\nu^{(Z,N)} &= \frac{g}{4\cos\theta_W} \bar{v} \left( F_1^{(Z,N)} \gamma_\nu + \frac{iF_2^{(Z,N)}}{2m} \sigma_{\nu\delta} q^\delta + G_A^{(Z,N)} \gamma_\nu \gamma^5 + \frac{G_P^{(Z,N)}}{m} \gamma^5 q_\nu \right) v \\
 \mathcal{M}_Z &= \mathcal{J}_\mu^{(Z,e)} \frac{g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu / m_Z^2}{q^2 - m_Z^2} \mathcal{J}_\nu^{(Z,N)}
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

où  $\theta_W$  est l'angle de mélange faible. Il est important de noter que le photon ne se couple qu'au courant vecteur ne faisant intervenir que les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac ( $F_1^\gamma$ ) et de Pauli ( $F_2^\gamma$ ). D'un autre côté, le boson  $Z$  se couple à une superposition des courants vecteurs et axial, faisant intervenir un couplage axial  $g_A^e$  dans le courant leptonique (eq 1.2), et les facteurs de formes axial  $G_A^{(Z,N)}$  et pseudoscalaire  $G_P^{(Z,N)}$  dans le courant hadronique, en plus des facteurs de forme vecteurs faibles de Dirac ( $F_1^Z$ ) et de Pauli ( $F_2^Z$ ). Les facteurs de forme sont fonction uniquement du moment transféré  $Q^2$  ( $F_1 = F_1(Q^2)$  etc.)

On utilisera par la suite une combinaison linéaire des facteurs de forme de Pauli-Dirac, ce qui introduit deux nouvelles observables appelées facteur de forme de Sachs[1] électrique (E) et magnétique (M), définis par :

$$\begin{aligned} G_E^{\gamma,N} &= F_1^{\gamma,N} - \tau F_2^{\gamma,N} & G_M^{\gamma,N} &= F_1^{\gamma,N} + F_2^{\gamma,N} \\ G_E^{Z,N} &= F_1^{Z,N} - \tau F_2^{Z,N} & G_M^{Z,N} &= F_1^{Z,N} + F_2^{Z,N} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où  $\tau = Q^2/4m^2$ . Dans un repère particulier, le repère de Breit, et dans le cas non relativiste, ces facteurs de forme peuvent être interprétés comme les transformées de Fourier d'une distribution spatiale de charge et de magnétisation. À  $Q^2 = 0$ , ces facteurs de forme sont normalisés à la charge électrique et au moment magnétique du nucléon.

Les constantes de couplage vectorielle et axiale s'écrivent [5]  $g_V^i = t_3^i - 2q_i \sin^2 \theta_W$ ,  $g_A^i = -t_3^i$  et sont données annexe 6.1.

Un autre point important est la force relative de ces deux interactions. L'ordre de grandeur de l'amplitude  $\mathcal{M}_\gamma$  est  $4\pi\alpha/Q^2 \simeq 0.1$ . Dans nos domaines en moment transféré ( $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ ) le propagateur du boson  $Z$  est proportionnel à  $1/M_Z^2$  (le terme  $q^\mu q^\nu / M_Z^2$  est négligeable et  $q^2 \ll M_Z^2$  car  $M_Z = 91 \text{ GeV}$ ), l'amplitude de diffusion  $\mathcal{M}_Z$  est donc proportionnelle à  $G_F/2 \simeq 0.5 \cdot 10^{-6}$  avec la constante de fermi  $G_F = \frac{g^2}{8M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$ .

La section efficace élastique s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_{ep} &= |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2 \\ &= (\dots) \frac{\alpha^2}{Q^4} + (\dots) G_f \frac{\alpha}{Q^2} + (\dots) G_f^2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ainsi pour  $Q^2 = 1(\text{GeV}/c)^2$ , la section efficace est dominée par l'échange d'un photon, l'influence du  $Z^0$  n'intervient que dans le terme d'interférence  $\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$  et très faiblement puisque :

$$\frac{\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \propto \frac{G_f}{\sqrt{2}\pi\alpha} \simeq 0.03\% \quad (1.5)$$

En diffusion d'électron, l'interaction faible est donc impossible à mesurer via la mesure d'une section efficace et va nécessiter l'utilisation d'un faisceau polarisé pour une mesure d'asymétrie, comme nous le verrons paragraphe 2.

## 1.2 Décomposition sur les saveurs de quarks

Comme les gluons sont neutres et ne peuvent se coupler par interaction électrofaible, le  $\gamma$  et le  $Z^0$  de l'interaction élastique  $eN$  ne peuvent se coupler qu'aux quarks. Les facteurs de forme peuvent s'exprimer en fonction de la contribution de chaque saveur de quark via une combinaison linéaire faisant intervenir la charge électrique des quarks  $Q^f$  pour les facteurs de



forme électromagnétiques et la charge faible (vectorielle  $g_V^f$  et axiale  $g_A^f$ ) des quarks pour les facteurs de forme faibles ( $f = u, d, s$ ) :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{\gamma,p} &= \frac{2}{3} G_{E,M}^u - \frac{1}{3} G_{E,M}^d - \frac{1}{3} G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^{\gamma,n} &= \frac{2}{3} G_{E,M}^d - \frac{1}{3} G_{E,M}^u - \frac{1}{3} G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{Z,p} &= g_V^u G_{E,M}^u + g_V^d G_{E,M}^d + g_V^s G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^{Z,n} &= g_V^u G_{E,M}^d + g_V^d G_{E,M}^u + g_V^s G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (1.7)$$

ceci en négligeant les quarks les plus lourds ( $c, b, t$ ) et en supposant la symétrie de charge ( $G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n}$ ,  $G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n}$ , et  $G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n}$ ). L'erreur due à la première approximation est estimée à 0.01% pour le terme vecteur et 1% pour le terme axial [6]. L'erreur due à la deuxième approximation est inférieure à 1% [7]. En inversant les équations 1.6 on peut écrire :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^u &= 2G_{E,M}^{\gamma,p} + G_{E,M}^{\gamma,n} + G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^d &= G_{E,M}^{\gamma,p} + 2G_{E,M}^{\gamma,n} + G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (1.8)$$

et en ré-injectant les termes  $G_{E,M}^u$  et  $G_{E,M}^d$  de 1.8 dans 1.7 on obtient :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{Z,p} &= \xi_V^p G_{E,M}^{\gamma,p} + \xi_V^n G_{E,M}^{\gamma,n} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^{Z,n} &= \xi_V^n G_{E,M}^{\gamma,p} + \xi_V^p G_{E,M}^{\gamma,n} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (1.9)$$

avec :

$$\xi_V^p = 2g_V^u + g_V^d \quad \xi_V^n = g_V^u + 2g_V^d \quad \xi_V^{(0)} = g_V^u + g_V^d + g_V^s \quad (1.10)$$

Comme la décomposition sur les saveurs de quarks n'est faite que sur les trois quarks les plus légers et que l'on désire extraire une contribution électrique et magnétique, on a six observables à déterminer. Les facteurs de forme électromagnétiques  $G_{E,M}^{(\gamma,p)}$  et  $G_{E,M}^{(\gamma,n)}$  sont connus expérimentalement avec une précision suffisante, Ils fournissent quatre équations (électrique, magnétique)  $\times$  (proton, neutron). Pour extraire la contribution étrange il suffit d'avoir deux nouvelles observables et cela revient donc à mesurer séparément  $G_{E,M}^{(Z,p)}$  et  $G_{E,M}^{(Z,n)}$  sur le proton.

Le facteur de forme axial  $G_A^Z$  peut aussi se décomposer sur les saveurs de quarks :

$$\begin{aligned} G_A^{Z,p} &= g_A^u G_A^u + g_A^d G_A^d + g_A^s G_A^s = -G_A^u + G_A^d + G_A^s \\ G_A^{Z,n} &= g_A^u G_A^d + g_A^d G_A^u + g_A^s G_A^s = -G_A^d + G_A^u + G_A^s \end{aligned} \quad (1.11)$$

À partir des équations de droite, on peut écrire de façon générale :

$$G_A^{Z,N} = -\tau_z G_A^{T=1} + g_A^s G_A^s \quad (1.12)$$

où  $\tau_z = 1$  pour le proton et -1 pour le neutron et  $G_A^{T=1} = G_A^u - G_A^d$  est le facteur de forme axial isovecteur. On peut en fait écrire le facteur de forme axial de façon encore plus générale :

$$G_A^{e,N} = \tau_3 \xi_A^{T=1} G_A^{T=1} + \sqrt{3} \xi_A^{T=0} G_A^{T=0} + \xi_A^{(0)} G_A^s \quad (1.13)$$

avec :

$$\xi_A^{T=1} = g_A^u - g_A^d \quad \xi_A^{T=0} = g_A^u + g_A^d \quad \xi_A^{(0)} = g_A^u + g_A^d + g_A^s \quad (1.14)$$

comme au premier ordre  $g_A^u = -1$ ,  $g_A^d = 1$  et  $g_A^s = 1$  (voir annexe 6.1), on a  $\xi_A^{T=1} = -2$ ,  $\xi_A^{T=0} = 0$  et  $\xi_A^{(0)} = 1$  et  $G_A^{e,N} = G_A^{Z,N}$ . Le facteur de forme axial  $G_A^{Z,N}$  est celui que l'on mesure en diffusion (anti-)neutrino dans laquelle n'intervient que l'interaction faible (pas d'échange de photon virtuel). Lorsqu'on est en diffusion d'électron il apparaît des corrections radiatives électrofaibles (voir paragraphe 1.4) qui sont dues à la nature de la sonde électronique et à la structure de la cible. Dans ce cas on note le facteur de forme axial  $G_A^{e,N}$  ( $e$  étant pour effectif ou électronique).

### 1.3 Les facteurs de forme électromagnétiques

Les facteurs de forme électromagnétiques sont normalisés à  $Q^2 = 0$  pour les protons ( $p$ ) et les neutrons ( $n$ ) par :

$$\begin{aligned} G_E^p &\rightarrow 1 & G_E^n &\rightarrow 0 \\ G_M^p &\rightarrow \mu_p = 2.79 & G_M^n &\rightarrow \mu_n = -1.91 \end{aligned}$$

Ils ont été l'objet d'un vaste programme de mesures depuis trente ans, qui se font selon deux types distincts. Les expériences les plus nombreuses sont basées sur la mesure de la section efficace élastique de diffusion électron-proton et électron-deuton. Nous avons vu que cette diffusion faisait intervenir les interactions électromagnétiques (échange d'un photon virtuel  $\gamma^*$ ) et faible neutre (échange d'un  $Z^0$ ), mais que pour des moments transférés faibles ( $Q^2 \simeq 1(\text{GeV}/c)^2$ ) l'interaction faible neutre était négligeable. Dans le paragraphe 1.1 nous avons supposé l'échange d'un seul photon, mais l'interaction électromagnétique est une somme de processus d'ordre un, deux, trois etc. faisant intervenir l'échange d'un photon, de deux photons etc. Les amplitudes de diffusion de ces différents processus sont proportionnelles à la constante de couplage électromagnétique (qui est la constante de structure fine)  $\alpha = 1/137 \ll 1$ . Le calcul de tous ces diagrammes est extrêmement compliqué et impossible à faire dans leur totalité. On décompose donc la section efficace sous la forme d'une *série de Born* en puissance de la constante de couplage :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \sum \mathcal{M} \right|^2 \propto a_0 \alpha^2 + a_1 \alpha^3 + a_2 \alpha^4 + \dots = \sum_{i=0}^{\infty} a_i \alpha^{i+2} \quad (1.15)$$

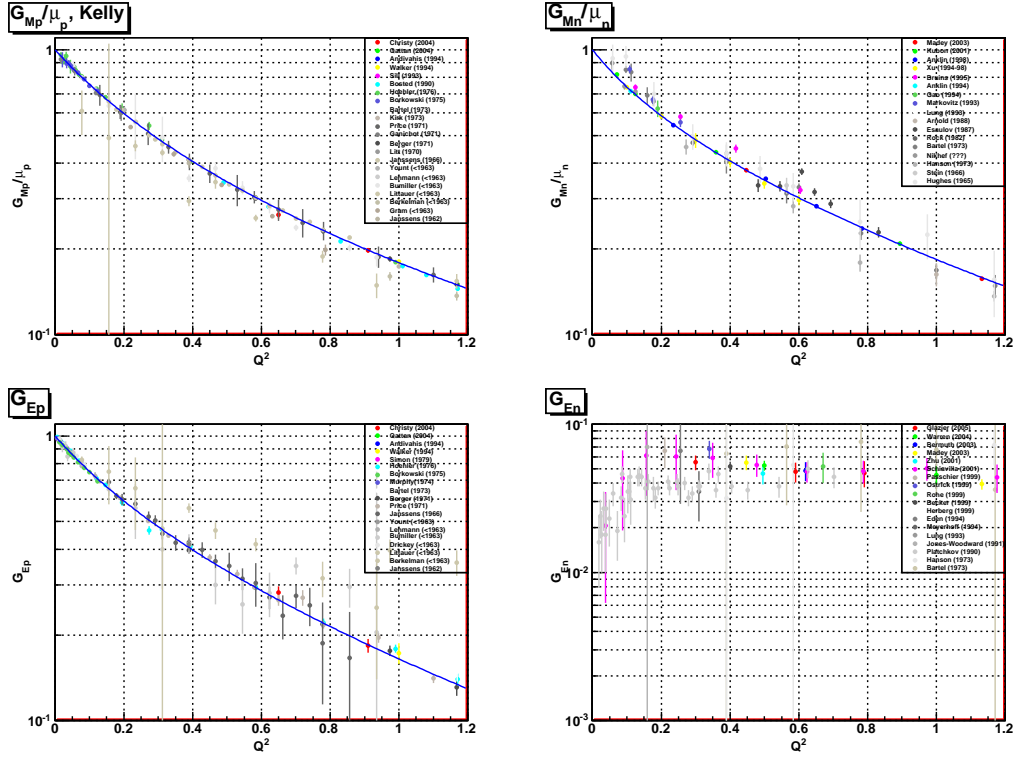
Le fait que cette constante soit très inférieure à un, permet de ne garder que le premier terme dominant (terme du premier ordre). Cette approximation est appelée *approximation de Born* et les termes d'ordre supérieur peuvent être calculés et appliqués sous forme de correction, ce sont les *corrections radiatives*.

Dans l'approximation de Born, la section efficace élastique électron-nucléon s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \frac{\epsilon G_E^2 + \tau G_M^2}{\epsilon(1 + \tau)} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \tau = \frac{Q^2}{4m^2} \\ \epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)} \end{cases} \quad (1.16)$$

où  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott}$  est la section efficace de Mott correspondant à la diffusion d'un lepton de spin 1/2 sur un objet ponctuel de spin 1/2 et  $\theta_e$  est l'angle de l'électron diffusé.

Cette section efficace n'est sensible qu'à la combinaison des facteurs de forme électrique et magnétique, qu'il est possible d'extraire séparément grâce au fait qu'il ne dépendent que de  $Q^2$ .

FIG. 1.2 – Mesures de facteurs de forme électromagnétiques entre 0 et  $1(\text{GeV}/c)^2$ 

Dans le cadre d'une diffusion élastique le moment transféré peut s'écrire  $Q^2 = 4EE' \sin^2 \theta_e/2$  où  $E$  et  $E'$  sont respectivement l'énergie des électrons incident et diffusé. Deux mesures de section efficace à un même  $Q^2$  mais à un  $\theta_e$  différent (en adaptant  $E$  et  $E'$ ) s'expriment comme des combinaisons linéaires des mêmes facteurs de forme mais avec des coefficients différents devant  $G_E$  et  $G_M$ . Cette technique est la séparation de Rosenbluth. Une autre technique consiste à mesurer le transfert de polarisation dans la diffusion  $p(\vec{e}, e'\vec{p})$  qui permet d'accéder au rapport  $G_E^p/G_M^p$ . À partir de  $0.7 (\text{GeV}/c)^2$ , ces mesures sont en désaccord avec le rapport calculé en utilisant les facteurs de forme issus de la séparation de Rosenbluth. Ce problème vient d'un processus d'ordre supérieur, l'échange de 2 photons virtuels qui affecterait davantage la technique de séparation de Rosenbluth que l'extraction du rapport  $G_E^p/G_M^p$  en mesure de polarisation.

Dans le cas du neutron les mesures sont plus compliquées, d'une part parce qu'il n'existe pas de cible de neutrons libres, d'autre part parce que la charge du neutron étant nulle, le facteur de forme électrique est très faible comparé au facteur de forme magnétique, et donc difficile à mesurer avec précision. Différentes méthodes ont été utilisées. Pour  $G_M^n$  les mesures ont été faites en diffusion quasi-élastique sur une cible de deutérium  $d(e, en)$  ou  $d(e, ep)$ .  $G_E^n$  a été extrait en diffusion élastique e-d en utilisant un modèle d'interaction nucléon-nucléon et après soustraction de  $G_E^p$ . Enfin des mesures de transfert de polarisation ou de double polarisation ont permis d'obtenir le rapport  $G_E^n/G_M^n$ .

Toutes ces mesures permettent de connaître assez précisément les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron dans le domaine en moment transféré qui nous intéresse ( $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ ) (voir fig .1.2).

Pour avoir des valeurs de ces facteurs de forme à n'importe quel  $Q^2$ , on utilise une paramétrisation en fonction du moment transféré.

### 1.3.1 L'évolution en $Q^2$

Toutes les mesures de facteurs de forme (électromagnétique ou axial) sont faites à des moments transférés déterminés, mais le nombre de données existantes nous permet de reproduire l'évolution en  $Q^2$  de façon analytique à partir de fonctions comportant des paramètres ajustés grâce aux données expérimentales. Cela permet de calculer les valeurs des facteurs de forme dans le domaine en moment transféré où ces paramétrisations sont ajustées. Ils existent de nombreuses paramétrisations, certaines reposent sur des considérations physiques d'autres sont purement phénoménologiques, mais aucune n'est valide sur tout le domaine en  $Q^2$  pour lequel existent des données. Les paramétrisations utilisées ici sont phénoménologiques et adaptées à notre domaine de moment transféré  $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ . La première dépendance proposée, et encore beaucoup utilisée, est la dépendance dipolaire :

$$G_M^N/\mu_N = G_E^p = G_D = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)^2} \quad \text{avec } \Lambda = 0.71(\text{GeV}/c)^2 \quad (1.17)$$

Elle correspond à des distributions de charge et de magnétisation décroissantes au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre du nucléon. L'intérêt est qu'elle reproduit assez bien la dépendance en  $Q^2$  des trois facteurs de forme  $G_E^p$  et  $G_M^{n,p}$  avec un seul paramètre  $\Lambda$ . Ce terme a été évalué par ajustement des données expérimentales en 1966. La forme n'est pas adaptée au facteur de forme électrique du neutron car celui-ci est nul à  $Q^2 = 0(\text{GeV}/c)^2$ . On utilise alors la paramétrisation de Galster :

$$G_E^n = -\frac{\mu_n \tau}{1 + 5.6\tau} G_D \quad (1.18)$$

Si cette forme dipolaire est suivie, le rapport des facteurs de forme électrique et magnétique du proton doit être égale à un. Ceci est vrai jusqu'à des  $Q^2 \simeq 0.5(\text{GeV}/c)^2$ , mais des mesures plus récentes et à plus grand moment transféré montrent une déviation des facteurs de forme par rapport à cette forme dipolaire à partir de  $Q^2 \geq 0.6(\text{GeV}/c)^2$  (voir figure 1.3(b)).

De nouvelles paramétrisations ont été proposées et parmi celles-ci, celle de J.Friedrich et T.Walcher [8] est motivée par des considérations physiques — un modèle dans lequel les quarks de valence du nucléon seraient entourés d'un nuage de pions. Elle est donnée par :

$$G(Q^2) = \frac{a_{10}}{(1 + Q^2/a_{11})^2} + \frac{a_{20}}{(1 + Q^2/a_{21})^2} + a_b Q^2 \left( e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{Q-Q_b}{\sigma_b} \right)^2} + e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{Q+Q_b}{\sigma_b} \right)^2} \right)$$

où les paramètres sont  $a_{10}$ ,  $a_{20}$ ,  $a_{11}$ ,  $a_{21}$ ,  $a_b$ ,  $Q_b$ , et  $\sigma_b$ . Notons que la paramétrisation de Friedrich-Walcher n'est pas normalisée à l'origine. Les auteurs prennent cependant comme contraintes sur les paramètres :  $a_{20} = 1 - a_{10}$  pour  $G_{E,M}^p$  et  $G_{Mn}$ , et  $a_{20} = -a_{10}$  pour  $G_{En}$ .

Les deux autres présentées ici sont phénoménologiques. La paramétrisation de Kelly [9] a pour but de décrire correctement les facteurs de forme avec un nombre minimal de paramètres :

$$G(Q^2) = \frac{\sum_{i=0}^n a_i \tau^i}{1 + \sum_{i=1}^{n+2} b_i \tau^i} = \frac{1 + a_1 \tau}{1 + b_1 \tau + b_2 \tau^2 + b_3 \tau^3} \quad \text{avec } n=1 \text{ et } a_0 = 1 \quad (1.19)$$

Quatre paramètres seulement ( $a_1, b_1, b_2, b_3$ ) sont nécessaires et le tout est normalisé à l'unité à l'origine. Cette paramétrisation ne fonctionne donc pas pour  $G_{En}$ , pour lequel l'auteur prend une expression de la forme de celle de Galster, en prenant également  $\mu_n$  comme paramètre. C'est cette paramétrisation qui a été utilisée pour l'expérience  $G^0$ .

Enfin une dernière paramétrisation, celle d'Arrington [10], est basée sur un simple développement en puissance de  $Q$  :

$$G(Q^2) = [1 + p_2 Q^2 + p_4 Q^4 + \dots + p_{2N} Q^{2N}]^{-1}$$

où les  $p_i$  sont les paramètres. Elle est normalisée à l'unité à  $Q^2 = 0$ , et ne fonctionne donc pas pour  $G_{En}$ . Notons qu'Arrington n'a pas utilisé directement les valeurs des facteurs de forme, mais les données sur les sections efficaces, réanalysées par ses soins.

Une étude plus récente [11] prend en compte toutes les mesures à la fois en section efficace mais aussi en polarisation. Les corrections d'échange de deux photons sont prises en compte et la paramétrisation utilisée est celle de Kelly :

$$G_E(Q^2), G_M/\mu_p = \frac{1 + \sum_{i=1}^n a_i \tau^i}{1 + \sum_{i=1}^{n+2} b_i \tau^i} \quad (1.20)$$

Pour leur minimisation globale,  $n$  est fixé à 3, donnant huit paramètres. Cette étude n'a été faite que pour le proton.

Pour terminer sur les paramétrisations, il faut noter un travail récent [12] focalisé sur les expériences de violation de parité en diffusion élastique  $e - p$  pour des  $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ . La forme utilisée est :

$$\begin{aligned} G_E^p(Q^2), G_M^p/\mu_p, G_M^n/\mu_n &= \frac{1}{1 + \frac{b_1 Q^2}{1 + \frac{b_2 Q^2}{1 + \dots}}} \\ G_E^n(Q^2) &= 0.484 \times Q^2 \times \frac{1}{1 + \frac{b_1 Q^2}{1 + \frac{b_2 Q^2}{1 + \dots}}} \end{aligned} \quad (1.21)$$

avec 5 paramètres pour le proton et 3 paramètres pour le neutron. Cette étude détermine les paramètres sur les facteurs de forme du proton et du neutron dans une région en  $Q^2$  restreinte  $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ . Pour le proton, elle prend en compte les distorsions coulombiennes et étudie l'échange de deux photons. Un soin important a été apporté à évaluer les erreurs sur ces facteurs de forme ainsi que sur la section efficace utilisée pour extraire la contribution étrange à partir des asymétries de violation de parité.

### 1.3.2 Correction à deux photons

Nous avons vu, paragraphe 1.3, que les facteurs de forme électromagnétiques extraits à partir des mesures en section efficace, via la séparation de Rosenbluth, et à partir des mesures de polarisation, commençaient à être en désaccord à partir d'un moment transféré de  $0,8 (\text{GeV}/c)^2$ . Ces dernières années, de nombreux travaux ont été menés pour savoir quel type d'expérience donnait le résultat le plus correct. Plusieurs auteurs [13, 14, 15, 16] ont essayé de réconcilier les deux méthodes en considérant l'effet de l'échange de  $2\gamma$  dans le cadre de calculs de corrections radiatives. Un calcul explicite du diagramme de  $2\gamma$  [14], dans lequel la structure du nucléon a été pour la première fois complètement pris en compte, a montré que la moitié de la différence

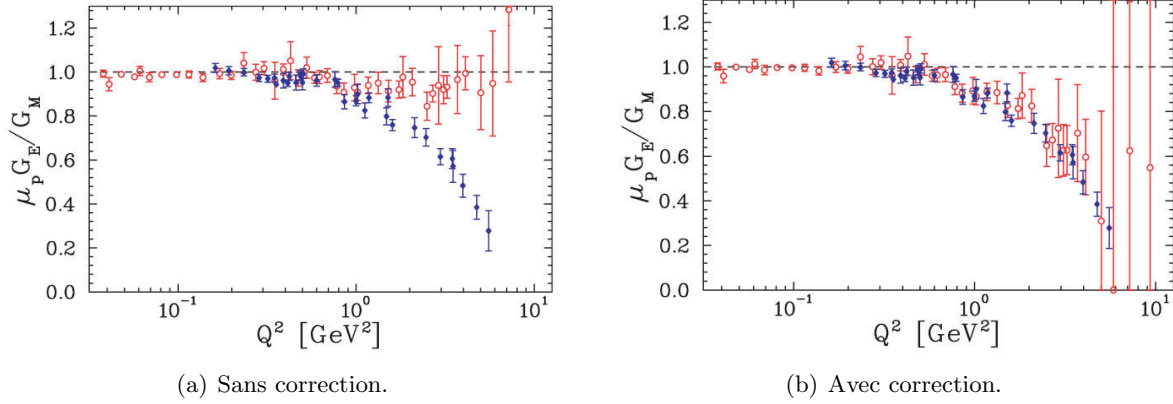


FIG. 1.3 – Rapport des facteurs de forme électrique et magnétique pour le proton. Les points bleus proviennent des mesures de polarisations. Les points rouges proviennent des mesures de section efficace (avec séparation de Rosenbluth) sans correction et avec correction d'échange de deux photons. La figure est tirée de la référence [11].

entre les deux types d'expériences provenait des états intermédiaires du nucléon lors de la diffusion élastique. Depuis, des calculs systématiques de l'effet de l'échange de deux photons ont été entrepris sur un grand nombre d'observables de la diffusion électrons–nucléon [14]. Ces calculs ont été faits à la fois pour des diffusions non polarisée et polarisée. La méthode consiste à utiliser une section efficace modifiée :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(1 + \delta) \quad (1.22)$$

où  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  est la section efficace dans l'approximation de Born, et  $\delta$  inclus les corrections virtuelles à une boucle (polarisation du vide, vertex électron et proton et les corrections  $2\gamma$ ), ainsi que l'émission de photons réels (Bremsstrahlung). Le terme  $\delta$  a une dépendance très différente en fonction du paramètre cinématique  $\epsilon$  (voir para 1.16) selon que l'on fait des mesures en polarisation ou non. Cela explique que la sensibilité à l'échange des  $2\gamma$  est différente entre les deux types d'expérience.

Une récente analyse globale des facteurs de forme élastique du protons [11] a été menée en appliquant les corrections  $2\gamma$  aux sections efficaces mesurées. L'effet de l'échange de deux photons peut être vu sur la figure 1.3. Une fois corrigées on combine ces données avec les mesures en polarisation afin d'obtenir les meilleures valeurs et incertitudes possibles sur les facteurs de forme.

## 1.4 Corrections électrofaibles d'ordre supérieur

Dans le paragraphe 1.1 nous nous sommes placés dans l'approximation de Born (voir paragraphe 1.3) pour laquelle un seul boson est échangé. Cela est justifié par la valeur des constantes de couplage très inférieure à l'unité (le second terme de la série de Born pour l'interaction électromagnétique est de l'ordre du pour-cent). Cependant les autres termes, bien que faibles, doivent être pris en compte si la précision de la mesure est du même ordre de grandeur que les corrections. Sans entrer dans les détails, nous aborderons trois types distincts de correction.

Les deux premières concernent l'échange de un ou deux bosons qui affecte la section efficace électrofaible et sont divisées en deux classes [6], selon que le ou les bosons se couplent à un quark unique (les autres étant spectateurs), ou à plusieurs quarks. Les corrections à un quark reposent sur des processus purement électrofaibles, car les autres quarks restent spectateurs, et sont calculables dans le cadre du modèle standard. Les corrections multi-quarks font intervenir des interactions quark-quark (interaction forte) dans un domaine non perturbatif, elles sont difficiles à calculer et souffrent donc d'incertitudes plus importantes. Ces dernières corrections permettent d'introduire le facteur de forme anapolaire. Ces deux types de corrections sont très bien présentés dans différentes références [17, 18, 2, 3] et nous nous contenterons de donner ce qui est essentiel à la compréhension de ce document. Dans le deuxième chapitre, nous décrirons enfin la correction d'échange de deux photons qui a connu un regain d'intérêt théorique ces dernières années à cause du désaccord des facteurs de forme du proton issus des mesures de sections efficaces et de polarisation. Ce type de correction modifie la section efficace électromagnétique et il est donc important d'en tenir compte pour extraire les facteurs de forme électromagnétiques à partir des données, mais aussi comme nous le verrons, pour calculer correctement le terme d'interférence (équation 1.5).

### 1.4.1 Correction à un quark

Nous avons vu, paragraphe 1.2, que l'on exprimait les facteurs de forme faible vecteur en fonction des facteurs de forme électromagnétiques sur le proton et le neutron et la contribution du quark étrange via les paramètres  $\xi_V$  (équation 1.9). De même le facteur de forme axial a été décomposé en une partie isovecteur, une partie isoscalaire et une composante étrange via les paramètres  $\xi_A$  (équation 1.13). Nous avons donné les valeurs de ces paramètres dans l'approximation de Born dans laquelle un seul boson est échangé.

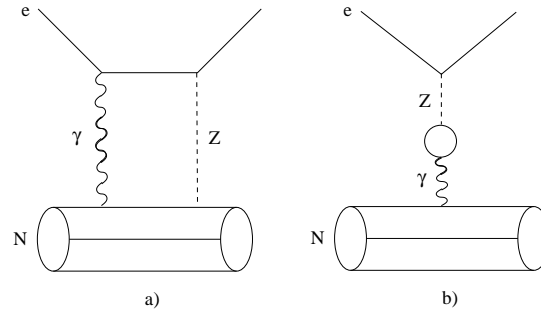


FIG. 1.4 – Exemples de diagrammes induisant des corrections électro-faibles à un seul quark. a) diagramme en boîte  $\gamma Z$ . b) diagramme de mélange  $\gamma Z$ .

La correction des effets d'ordre supérieurs impliquant un seul quark (la figure 1.4 montre des exemples de diagrammes de ce type) peut se calculer dans le cadre du modèle standard. Ces corrections s'appliquent en fait sur la charge faible  $Q_W = 1 - 4\sin^2\theta_W$  qui devient :  $Q_W = \rho'(1 - 4\kappa'\sin^2\theta_W)$  [19]. L'effet des contributions à un quark est donc de renormaliser les paramètres  $\xi$  (équation 1.9 et 1.13) apparaissant de manière indépendante de la structure de la cible. On introduit de nouveaux paramètres  $C_1^f$  et  $C_2^f$  (avec  $f = u, d, s$ ) reliés aux charges

faibles vecteur et axiale par :

$$\begin{aligned} g_V^f &= -2C_{1f} \\ g_A^f &= \frac{2C_{2f}}{1-4\sin^2\theta_W} \end{aligned} \quad (1.23)$$

Les expressions des  $C_{12uds}$  sont données par le modèle standard [5, 17] (voir tableau 1.1). Au premier ordre  $\rho = \kappa = 1$  et  $\lambda = 0$  et on retrouve les valeurs de  $g_V$  et  $g_A$  données dans l'annexe 6.1.

$$\begin{aligned} C_{1u} &= \rho'_{eq} \left( -\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1u} \\ C_{1d} &= \rho'_{eq} \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1d} \\ C_{1s} &= \rho'_{eq} \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1d} \\ C_{2u} &= \rho_{eq} \left( -\frac{1}{2} + 2\hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2u} \\ C_{2d} &= \rho_{eq} \left( \frac{1}{2} - 2\hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2d} \\ C_{2s} &= \rho_{eq} \left( \frac{1}{2} - 2\hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2s} \end{aligned}$$

TAB. 1.1 – Paramètres du courant faible neutre dans la diffusion électron–hadron dans le modèle standard. Au premier ordre  $\rho = \kappa = 1$  et  $\lambda = 0$ . Nous nous plaçons dans le schéma  $\overline{MS}$ , dans lequel  $\sin^2\theta_W$  est pris à la masse du  $Z^0$  :  $\sin^2\theta_W = \hat{s}_Z^2$ .

On peut alors reformuler les paramètres  $\xi$  à partir des équations 1.10 et 1.14 :

$$\begin{aligned} \xi_V^p &= \rho'_{eq} (1 + 4\hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2) - 2(2\lambda_{1u} + \lambda_{1d}) \\ \xi_V^n &= -[\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d})] \\ \xi_V^{(0)} &= -[\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \end{aligned} \quad (1.24)$$

pour la partie vecteur, et :

$$\begin{aligned} \xi_{A1q}^{T=1} &= \frac{-2}{1-4\sin^2\theta_W} [\rho_{eq} (1 - 4\hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2) - (\lambda_{2u} - \lambda_{2d})] = -1.659 \\ \xi_{A1q}^{T=0} &= \frac{2\sqrt{3}}{1-4\sin^2\theta_W} (\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) = -0.253 \\ \xi_A^{(0)} &= \frac{1}{1-4\sin^2\theta_W} [\rho_{eq} (1 - 4\hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s})] = 0.451 \end{aligned} \quad (1.25)$$

pour la partie axiale.

$\rho'_{eq}$	$\hat{\kappa}'_{eq}$	$\lambda_{1u}$	$\lambda_{1d}$	$\lambda_{1s}$	$\hat{s}_Z^2$
0.9875	1.0025	$-1.8 \times 10^{-5}$	$3.6 \times 10^{-5}$	$3.6 \times 10^{-5}$	0.23119
$\rho_{eq}$	$\hat{\kappa}_{eq}$	$\lambda_{2u}$	$\lambda_{2d}$	$\lambda_{2s}$	
1.0004	1.0298	-0.0121	0.0026	0.0026	

TAB. 1.2 – Paramètres du modèle standard pour le courant neutre vecteur en diffusion  $e - hadrons$  [5].



### 1.4.2 Correction multi-quark, moment anapolaire

Des exemples de corrections impliquant plusieurs quarks sont montrés figure 1.5. Leurs calculs font appel à des modèles, comme par exemple des fluctuations  $N\pi$  (diagramme 1.5(a)), et dépendent donc du type de modèle utilisé, ce qui fait qu'ils sont entachés d'une grande incertitude théorique. Dans le cas des corrections vecteurs, les diagrammes, qui ont donné lieu à calculs, montrent des estimations très faibles qui peuvent être négligées [6], ce qui n'est pas le cas pour les corrections axiales dont la partie dominante vient du moment anapolaire (figure 1.5(b)).

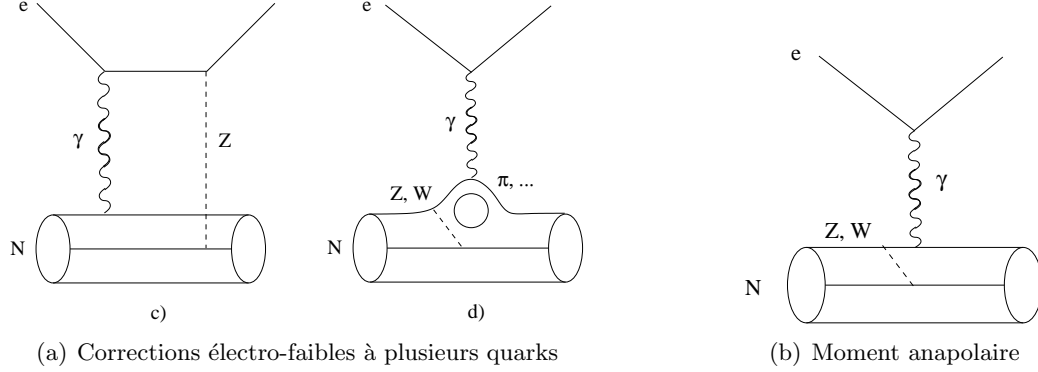


FIG. 1.5 – Exemples de diagrammes induisant des corrections électro-faibles à plusieurs quarks.

Le moment anapolaire provient des interactions faibles entre les quarks du nucléon qui induisent un couplage vecteur-axial entre le photon (virtuel) et le nucléon. Cela revient à avoir un terme de violation de parité dans un processus purement électromagnétique (voir figure 1.5(b)), sa contribution est faible mais possède une grande incertitude théorique [20]. Ces corrections multi-quarks viennent s'ajouter aux corrections à un quark. Leurs contributions ont été évaluées dans le schéma "on-shell" (OSR) et dans le formalisme "R". Le passage au schéma  $\overline{MS}$  se fait via un facteur 1.44 [20] :

$$\begin{aligned} OSR: R_{Amq}^{T=1} &= -0.06 \pm 0.24 & R_{Amq}^{T=0} &= 0.01 \pm 0.14 \\ \overline{MS} : R_{Amq}^{T=1} &= -0.0867 \pm 0.35 & R_{Amq}^{T=0} &= 0.0144 \pm 0.2016 \end{aligned} \quad (1.26)$$

Ce qui donne pour les facteurs  $\xi$  dans le schéma  $\overline{MS}$  :

$$\begin{aligned} \xi_{Amq}^{T=1} &= -2 \left( 1 + R_{Amq}^{T=1} \right) = -1.827 \pm 0.070 \\ \xi_{Amq}^{T=0} &= R_{Amq}^{T=0} = 0.014 \pm 0.202 \end{aligned} \quad (1.27)$$

Au final, la correction totale pour les facteurs  $\xi$  isoscalaire et isovecteur axial s'écrira :

$$\begin{aligned} \xi_A^{T=1} &= 2 + \xi_{A1q}^{T=1} + \xi_{Amq}^{T=1} = -1.486 \pm 0.070 \\ \xi_A^{T=0} &= \xi_{A1q}^{T=0} + \xi_{Amq}^{T=0} = 0.238 \pm 0.202 \end{aligned} \quad (1.28)$$

## 1.5 Le facteur de forme axial en diffusion d'électron

Nous avons vu paragraphe 1.2 que le facteur de forme axial peut s'écrire de façon générale comme :

$$G_A^{e,N}(Q^2) = \tau_3 \xi_A^{T=1} G_A^{T=1}(Q^2) + \sqrt{3} \xi_A^{T=0} G_A^{T=0}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \quad (1.29)$$

À  $Q^2 = 0$ , les facteurs de forme axiaux isovecteur, isoscalaire et étrange sont plus ou moins bien déterminés. En supposant exact que le nucléon soit un doublet d'isospin, le terme isovecteur  $G_A^{T=1}$  est relié à la décroissance  $\beta$  du neutron [6]. Le terme isoscalaire à  $Q^2 = 0$  est relié à la mesure de la décroissance  $\beta$  des hyperons [6]. Le terme isoscalaire étrange  $G_A^s$  s'identifie dans la limite d'un moment transféré nul à la fraction ( $\Delta s$ ) du spin du nucléon porté par les quarks étranges  $s$  et  $\bar{s}$ .

$$\begin{aligned} G_A^{T=1}(Q^2 = 0) &= \frac{g_A}{g_V} = -1.2695 [5] \\ G_A^{T=0}(Q^2 = 0) &= (0.585 \pm 0.025)/6 \\ G_A^s(Q^2 = 0) &= \Delta s = -0.84 \pm 0.4 \end{aligned} \quad (1.30)$$

La valeur de  $\Delta s$  n'est pas très bien connue et varie de 0. à -0.14. Dans le cadre de  $G^0$ , on utilise une valeur déterminée à partir des fonctions de structure de spin des nucléons mesurées en diffusion profondément inélastique [21]. La dépendance en  $Q^2$  du facteur de forme axial est déterminée en diffusion quasi-élastique neutrino sur deuterium ( $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ ) ainsi que des mesures anti-neutrino sur proton. Une re-analyse récente [22] donne une dépendance dipolaire :

$$G_A^{Z,N}(Q^2) = G_A^{Z,N}(0) \times G_D^A(Q^2) \quad \text{avec} \quad G_D^A(Q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^2} \quad (1.31)$$

avec  $M_A^2 = 1.014 \pm 0.014$ . Il n'y a, à priori, aucune raison de prendre la même dépendance en  $Q^2$ , ni la même valeur de  $M_A$ , pour les trois facteurs de forme, mais cette supposition est raisonnable à faible  $Q^2$ .

On peut réexprimer  $G_A^{e,N}(Q^2)$  avec les valeurs numériques pour les paramètres  $\xi$  et les facteurs de forme à  $Q^2 = 0$  :

$$G_A^{e,N}(Q^2) = 1.887 \pm 0.07 \tau_3 G_D^A(Q^2) - 0.040 \pm 0.034 G_D^A(Q^2) - 0.044 \pm 0.022 G_D^A(Q^2) \quad (1.32)$$

Le premier terme, correspondant à la contribution isovecteur, domine le facteur de forme axial. Les mesures du facteur de forme axial en diffusion d'électron ne seront donc sensibles qu'au terme  $G_A^{T=1}$ .

## Chapitre 2

# La contribution du quark étrange

Nous avons vu que pour obtenir la contribution du quark étrange aux propriétés électromagnétiques des nucléons, il suffisait de mesurer les facteurs de forme faibles électrique et magnétique du proton. Pour accéder à ces observables, il faut utiliser une sonde qui interagisse avec le proton par échange de  $Z^0$ . En diffusion d'électron, l'interaction faible est négligeable à nos moments transférés ( $< 1 \text{ (GeV/c)}^2$ ), mais on peut lever cette difficulté en faisant appel à des faisceaux polarisés. Plusieurs cibles sont utilisées pour fournir des combinaisons linéaires des contributions étranges et du terme axial suffisamment contraignantes. La cible la plus naturelle est l'hydrogène puisque l'on cherche à mesurer les facteurs de forme faible du proton, mais on utilise aussi le deutérium en diffusion quasi-élastique et l'hélium en diffusion élastique.

### 2.1 L'asymétrie de violation de parité en diffusion électron–nucléon

La diffusion élastique électron–proton fait intervenir les interactions électromagnétique (échange d'un  $\gamma^*$ ) et faible neutre (échange d'un  $Z_0$ ) (voir paragraphe 1.1). Dans la gamme de moment transféré qui nous intéresse, l'interaction faible est négligeable et ne peut être mesurée directement. Nous utilisons le fait que cette interaction viole la parité<sup>1</sup> alors que l'interaction électromagnétique la conserve. L'asymétrie de violation de parité (PV) est définie par la différence des sections efficaces élastique  $eN$  mesurées pour des électrons polarisés dans un état d'hélicité (+) et (-), divisée par la somme des deux. En utilisant l'équation 1.4, en négligeant  $|\mathcal{M}_Z|^2$  (parce qu'il est de l'ordre de grandeur de  $G_f^2$ ) et en remarquant que l'interaction électromagnétique ne viole pas la parité ( $|\mathcal{M}_\gamma^+|^2 = |\mathcal{M}_\gamma^-|^2$ ), on obtient :

$$A_{PV} = \frac{\sigma_{ep}^+ - \sigma_{ep}^-}{\sigma_{ep}^+ + \sigma_{ep}^-} = \frac{\Re^-(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) - \Re^+(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (2.1)$$

où nous avons aussi négligé les termes d'interférences  $\Re^{+-}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$  au dénominateur. Dans le numérateur ne subsistent que les termes impairs par transformation de parité. Un courant vectoriel est impair, un courant axial est pair. Il ne subsiste donc que les termes avec un couplage vectoriel au vertex électronique et axial au vertex hadronique  $\mathcal{M}_Z^{VA}$ , ou avec un couplage axial au vertex électronique et vectoriel au vertex hadronique  $\mathcal{M}_Z^{AV}$  (les termes vecteur-vecteur

---

<sup>1</sup>La section efficace de diffusion élastique avec des électrons polarisés est différente selon que l'électron incident a une polarisation parallèle (hélicité +) ou antiparallèle (hélicité -) à son impulsion.

sont pairs et l'interaction électromagnétique ne fait pas intervenir de courant axial).  $\mathcal{M}_Z^{AV}$  s'exprime en fonction des facteurs de forme faibles  $G_{E,M}^{Z,N}$ , le terme  $\mathcal{M}_Z^{VA}$  en fonction du facteur de forme axial  $G_A^e$  (voir paragraphe 1.5). Le facteur de forme pseudoscalaire  $G_P^{(Z,N)}$ , apparaissant dans le courant hadronique faible (paragraphe 1.1), ne contribue pas à l'asymétrie car il apparaît lorsqu'on prend en compte le terme  $|\mathcal{M}_Z|^2$ . L'asymétrie de violation de parité peut donc s'écrire :

$$A_{PV}^N = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon G_E^{\gamma,N} G_E^{Z,N} + \tau G_M^{\gamma,N} G_M^{Z,N} - (1 - 4\sin^2\theta_W) \epsilon' G_M^{\gamma,N} G_A^{e,N}}{\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2}} \quad (2.2)$$

avec les facteurs cinématiques :

$$\begin{aligned} \tau &= Q^2/(4M_N^2) \\ \epsilon &= (1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2))^{-1} \\ \epsilon' &= \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \epsilon^2)} \end{aligned} \quad (2.3)$$

où  $\theta_e$  est l'angle de diffusion de l'électron. En remplaçant les facteurs de forme faibles par leur expression issue de l'équation 1.9, on obtient une expression en fonction des contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon et du facteur de forme axial :

$$A_{PV}^p = A_0^p + A_E^p G_E^s + A_M^p G_M^s + A_A^p G_A^{e,p} \quad (2.4)$$

avec :

$$\begin{aligned} A_0^p &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2)} \left[ \epsilon G_E^{\gamma,p} (\xi_V^p G_E^{\gamma,p} + \xi_V^n G_E^{\gamma,n}) \right. \\ &\quad \left. + \tau G_M^{\gamma,p} (\xi_V^p G_M^{\gamma,p} + \xi_V^n G_M^{\gamma,n}) \right] \\ A_E^p &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2)} \left[ \epsilon G_E^{\gamma,p} \xi_V^{(0)} \right] \\ A_M^p &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2)} \left[ \tau G_M^{\gamma,p} \xi_V^{(0)} \right] \\ A_A^p &= +\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2)} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) \epsilon' G_M^{\gamma,p} \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

Le terme axial dépend principalement du terme isovecteur  $G_A^{T=1}$  (voir paragraphe 1.5). On écrit donc souvent l'asymétrie :

$$A_{PV}^p = a_0^p + A_E^p G_E^s + A_M^p G_M^s + A_A^p G_A^{eT=1} \quad (2.6)$$

avec :

$$a_0^p = A_0^p + A_A^p \left( \sqrt{3} \xi_A^{T=0} G_A^{T=0}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \right) \quad \text{et} \quad G_A^{eT=1} = \xi_A^{T=1} G_A^{T=1} \quad (2.7)$$

Cette asymétrie est très petite (quelques  $10^{-5}$ ) mais mesurable avec une précision de 5 à 10 %. Pour extraire  $G_E^s$  et  $G_M^s$ , on peut soit mesurer deux asymétries au même  $Q^2$  mais à un angle électron ( $\theta_e$ ) et une énergie incidente ( $E_e$ ) différents (pour avoir des facteurs  $A_E$ ,  $A_M$  différents) et utiliser un modèle pour prédire  $G_A^{eT=1}$ , soit mesurer trois asymétries pour le même  $Q^2$ .

## 2.2 L'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-Deuteron

La diffusion quasi-élastique électron-Deuteron permet de mesurer une asymétrie élastique  $eN$  moyennée sur le proton et le neutron et donc de fournir une combinaison linéaire des contributions étranges et axiale suffisamment différente pour compléter les mesures sur le proton. L'énergie de liaison du deuton est très faible ( $2.2\text{MeV}$ ) et dans le cas d'une diffusion faisant intervenir un moment transféré suffisamment important (quelques centaines de MeV), elle peut être négligée. cela revient à négliger l'interaction entre le proton et le neutron si on se met dans une cinématique élastique  $eN$  (le nucléon sur lequel on n'a pas interagi reste spectateur). Cela s'appelle l'approximation statique et est valable à quelques pour-cent dans notre région cinématique [23, 24]. Dans cette approximation, l'asymétrie de violation de parité s'écrit :

$$A_{PV}^d = \frac{\sigma_p A_{PV}^p + \sigma_n A_{PV}^n}{\sigma_D} \quad (2.8)$$

où  $\sigma_p$  et  $\sigma_n$  sont les sections efficaces réduites sur le proton et le neutron (la section efficace réduite est la section efficace non polarisée 1.16 sans la section efficace de Mott  $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{Mott}$  et le terme cinématique  $\frac{1}{\epsilon(1+\tau)}$  qui sont les mêmes pour le proton et neutron et qui disparaissent donc dans l'asymétrie) :

$$\sigma_p = \epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2 \text{ et } \sigma_n = \epsilon(G_E^{\gamma,n})^2 + \tau(G_M^{\gamma,n})^2 \quad (2.9)$$

La section efficace  $\sigma_D$  peut être, soit calculée dans le cadre de l'approximation statique  $\sigma_D = \sigma_p + \sigma_n$ , soit dans le cadre d'un modèle incluant des interactions entre les deux nucléons. L'asymétrie  $A_{PV}^p$  est donnée équation 2.6 et l'asymétrie sur le neutron s'écrit de la même façon avec des coefficients légèrement différents :

$$A_{PV}^n = A_0^n + A_E^n G_E^s + A_M^n G_M^s + A_A^n G_A^{e,n} \quad (2.10)$$

avec

$$\begin{aligned} A_0^n &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,n})^2 + \tau(G_M^{\gamma,n})^2)} \left[ \epsilon G_E^{\gamma,n} (\xi_V^n G_E^{\gamma,p} + \xi_V^p G_E^{\gamma,n}) \right. \\ &\quad \left. + \tau G_M^{\gamma,n} (\xi_V^n G_M^{\gamma,p} + \xi_V^p G_M^{\gamma,n}) \right] \\ A_E^n &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,n})^2 + \tau(G_M^{\gamma,n})^2)} \left[ \epsilon G_E^{\gamma,n} \xi_V^{(0)} \right] \\ A_M^n &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,n})^2 + \tau(G_M^{\gamma,n})^2)} \left[ \tau G_M^{\gamma,n} \xi_V^{(0)} \right] \\ A_A^n &= +\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon(G_E^{\gamma,n})^2 + \tau(G_M^{\gamma,n})^2)} \left[ (1 - 4\sin^2 \theta_W) \epsilon' G_M^{\gamma,n} \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Avec tous ces ingrédients, on peut écrire l'asymétrie de violation de parité sur le deuterium :

$$A_{PV}^d = A_0^d + A_E^d G_E^s + A_M^d G_M^s + A_A^d (\sigma_p G_A^{e,p} + \sigma_n G_A^{e,n}) \quad (2.12)$$

avec les coefficients qui sont des combinaisons linéaires des coefficients du proton et du neutron. Les observables  $G_A^{e,p}$  et  $G_A^{e,n}$  diffèrent par le signe devant le terme isovecteur, les termes

isoscalaire et étrange étant les mêmes, on peut réexprimer les asymétries de violation de parité en diffusion  $ed$  en fonction de trois observables  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^{eT=1}$  :

$$A_{PV}^d = a_0^d + A_E^d G_E^s + A_M^d G_M^s + A_3^d G_A^{eT=1} \quad (2.13)$$

avec :

$$a_0^d = A_0^d + A_A^d (\sigma_p + \sigma_n) \left( \sqrt{3} \xi_A^{T=0} G_A^{T=0}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \right) \quad \text{et} \quad A_3^d = A_A^d (\sigma_p - \sigma_n) \quad (2.14)$$

Au delà de la simple approximation statique, on peut inclure une distribution en impulsion pour les nucléons à l'intérieur du deuteron (le moment de Fermi) et calculer la section efficace grâce à un modèle de “y-scaling” [25, 26, 27]. Pour aller encore plus loin dans la description correcte du deuteron, il faut utiliser un modèle pour calculer l'interaction nucléon-nucléon. Le modèle utilisé ici [28, 29, 23] est basé sur le potentiel V18 d'Argonne [30] pour l'interaction conservant la parité et sur la paramétrisation “DDH” [31] pour le potentiel violant la parité. Il inclut des interactions à un corps dont les courants contiennent des corrections relativistes au premier ordre. Les interactions à deux corps sont incluses dans les courants électromagnétiques en utilisant l'échange de pions (qui domine) ainsi que d'autres courants à plus courte portée. Enfin l'excitation  $\Delta$  dans l'état intermédiaire de la diffusion élastique est aussi incluse. La paramétrisation des facteurs de forme utilisés pour ce modèle est celle de Kelly [9]. L'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuteron s'écrit [32, 33, 34] :

$$A_{PV}^{QE} = \frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{v_L R_L^Z(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^Z(\vec{q}, \omega) + v_{T'} R_{T'}^A(\vec{q}, \omega)}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)} \quad (2.15)$$

où  $(\vec{q}, \omega)$  est le quadri-vecteur impulsion transféré du photon virtuel et :

$$\begin{aligned} v_L &= \left( \frac{Q^2}{q^2} \right)^2, \quad v_T = \frac{1}{2} \left| \frac{Q^2}{q^2} \right| + \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \\ \text{et } v_{T'} &= \left[ \left| \frac{Q^2}{q^2} \right| + \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{1/2} \tan \frac{\theta_e}{2} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Les fonctions de réponse violant la parité peuvent être réécrites pour faire explicitement apparaître les composantes liées au quark étrange :

$$\begin{aligned} R_L^Z &= R_L^V + R_L^s \\ R_T^Z &= R_T^V + R_T^{cs} + R_T^s \\ R_{T'}^A &= (R_{LT}^A)^{00} + (R_{LT}^A)^{01} + (R_{LT}^A)^{10} + (R_{LT}^A)^{11} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Les indices dans la fonction de réponse axiale (00,01,10,11) sont les isospins des courants électromagnétique et axial respectivement.  $R_T^{cs}$  provient d'un courant de convection qui contribue à la charge et donc à  $G_E^s$ . L'asymétrie peut alors être réécrite :

$$A_{PV}^{QE} = A_0^{QE} + A_E^{QE} G_E^s + A_M^{QE} G_M^s + A_{A,T=0}^{QE} (G_{A,T=0}^e + G_A^s) + A_{A,T=1}^{QE} G_{A,T=1}^e \quad (2.18)$$

avec :

$$\begin{aligned}
A_0^{QE} &= -\frac{G_F Q^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{[v_L R_L^V + v_T R_T^V]}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)} \\
A_E^{QE} &= -\frac{G_F Q^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{[v_L R_L^s + v_T R_T^{cs}]}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)} \\
A_M^{QE} &= -\frac{G_F Q^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{v_T R_T^s}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)} \\
A_{A,T=1}^{QE} &= -\frac{G_F Q^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{(1 - 4\sin^2 \theta_W) v_{T'} \left( (R_{LT}^A)^{10} + (R_{LT}^A)^{11} \right)}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)} \\
A_{A,T=0}^{QE} &= -\frac{G_F Q^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{(1 - 4\sin^2 \theta_W) v_{T'} \left( (R_{LT}^A)^{00} + (R_{LT}^A)^{01} \right)}{v_L R_L^\gamma(\vec{q}, \omega) + v_T R_T^\gamma(\vec{q}, \omega)}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

## 2.3 L'asymétrie de violation de parité en diffusion électron–Hélium

L'intérêt de faire une diffusion élastique sur le noyau d'hélium est qu'il a un spin 0 et un isospin 0. Pour cette raison la diffusion élastique n'est sensible qu'au facteur de forme électrique et l'asymétrie de violation de parité n'est sensible qu'à  $G_E^s$  :

$$A_{4He} = \frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left( \sin^2 \theta_W + \frac{G_E^s}{2(G_E^{\gamma,p} + G_E^{\gamma,n})} \right) \tag{2.20}$$

Cette équation est valide à très bas  $Q^2$ . À plus grand  $Q^2$  ( $\simeq 0.1(GeV/c)^2$ ) les effets nucléaires deviennent non négligeables et l'asymétrie devient sensible à des paires  $s\bar{s}$  non nucléoniques (i.e. provenant de l'interaction entre les nucléons de l'hélium et non plus de la structure du nucléon). Pour  $Q^2 \simeq 0.1(GeV/c)^2$  la contribution non-nucléonique atteindrait déjà 15%[35].

## 2.4 Corrections dues à l'échange de deux bosons

Les corrections électrofaibles contenues dans les paramètres  $\rho'$  et  $\kappa'$  (voir paragraphe 1.4) contiennent des corrections de vertex, des corrections aux propagateurs et des corrections sur des échanges  $\gamma Z$  à  $Q^2 = 0(GeV/c)^2$ . Ils ne contiennent pas de corrections d'échange  $\gamma\gamma$  ni les évolutions récentes des diagrammes en boîte  $\gamma Z$ . Vu l'importance de l'échange de deux photons dans la section efficace élastique  $ep$ , des études récentes [36, 37] ont été menées pour calculer l'effet des échanges de deux bosons ( $\gamma\gamma$  et  $\gamma Z$ ) sur l'asymétrie de violation de parité. Comme certains diagrammes calculés (voir figure 2.1) ici sont déjà contenus dans les  $\rho'$  et  $\kappa'$  [19, 5], il faudra enlever la partie hadronique des diagrammes en boîte  $\gamma Z$  de ces paramètres [36]. On utilisera alors des paramètres modifiés :

$$\rho'_{eq} = \rho_{eq}^{PDG} (1 - \Delta\rho_{MS}^{had}) \text{ et } \kappa'_{eq} = \kappa_{eq}^{PDG} (1 - \Delta\kappa_{MS}^{had}) \tag{2.21}$$

où  $\rho_{eq}^{PDG}$  et  $\kappa_{eq}^{PDG}$  sont les corrections du modèle standard [5] et  $\Delta\rho_{MS}^{had} = 0.072\%$  et  $\Delta\kappa_{MS}^{had} = 0.102\%$  sont issus de la référence [36]. Cette correction s'utilise comme :

$$A_{Phys} = \frac{1}{1 + \delta_{N+\Delta}} A_{Meas} \tag{2.22}$$

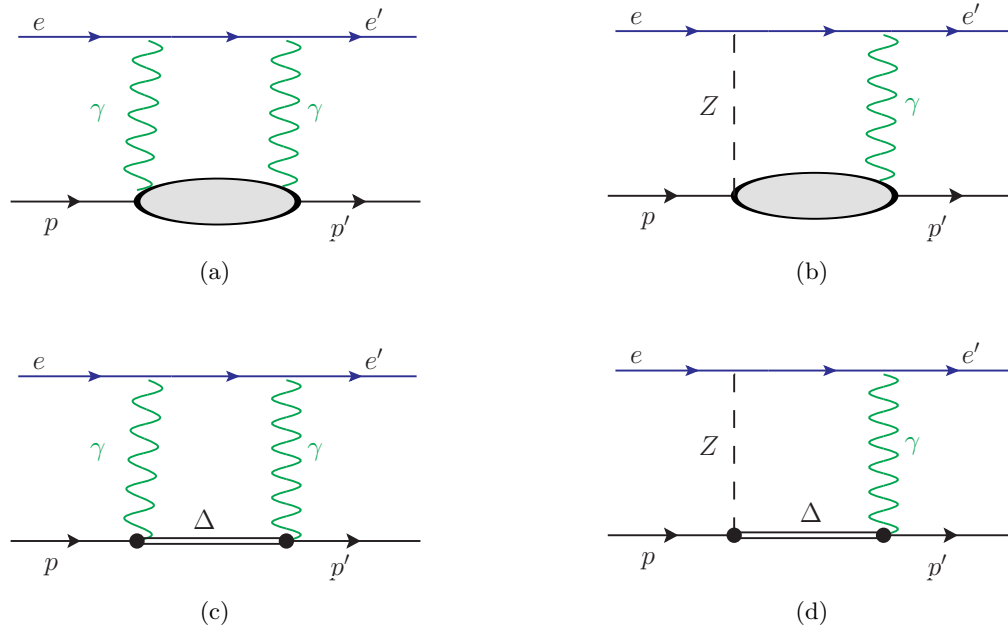


FIG. 2.1 – Diagrammes des corrections à deux bosons échangés

où  $\delta_{N+\Delta}$  est donné dans le tableau 2.1. C'est la somme des contributions  $\delta_N$  où le nucléon reste dans un état intermédiaire nucléonique (figure 2.1(a) et 2.1(b)) et  $\delta_\Delta$  où le nucléon passe par une résonance  $\Delta$  dans l'état intermédiaire (figure 2.1(c) et 2.1(d)). Les contributions  $\Delta$  et  $N$  varient beaucoup en fonction de la cinématique ( $\epsilon$  voir équation 1.16) et du  $Q^2$ . À faible  $\epsilon$  (angle électron grand) la contribution  $\Delta$  est très faible, mais devient dominante aux angles avant. Les contributions respectives sont non triviales et leur évaluation demandent un calcul à la cinématique précise de chaque expérience.



$Q^2(GeV^2)$	$\theta$	<i>Expt.</i>	$\delta_N(\%)$	$\delta_\Delta(\%)$	$\delta_{N+\Delta}(\%)$
0.099	6.0°	<i>HAPPEX</i> [38]	0.19	-1.20	-1.01
0.477	12.3°	<i>HAPPEX</i> [38]	0.13	-0.44	-0.31
0.077	6.0°	<i>HAPPEX</i> [39]	0.22	-1.04	-0.82
0.1	144.0°	<i>SAMPLE</i> [40]	1.63	-0.09	1.54
0.108	35.37°	<i>PVA4</i> [41]	1.05	0.78	1.83
0.23	35.31°	<i>PVA4</i> [42]	0.62	0.34	0.96
0.122	6.68°	$G^0$ [43]	0.18	-1.06	-0.88
0.128	6.84°	$G^0$ [43]	0.18	-1.03	-0.85
0.136	7.06°	$G^0$ [43]	0.18	-0.99	-0.81
0.144	7.27°	$G^0$ [43]	0.17	-0.96	-0.79
0.153	7.5°	$G^0$ [43]	0.17	-0.92	-0.75
0.164	7.77°	$G^0$ [43]	0.17	-0.88	-0.71
0.177	8.09°	$G^0$ [43]	0.16	-0.83	-0.67
0.192	8.43°	$G^0$ [43]	0.16	-0.79	-0.63
0.21	8.84°	$G^0$ [43]	0.16	-0.73	-0.57
0.232	9.31°	$G^0$ [43]	0.16	-0.68	-0.52
0.262	9.92°	$G^0$ [43]	0.15	-0.62	-0.47
0.299	10.63°	$G^0$ [43]	0.15	-0.55	-0.40
0.344	11.46°	$G^0$ [43]	0.15	-0.48	-0.33
0.41	12.59°	$G^0$ [43]	0.15	-0.41	-0.26
0.511	14.2°	$G^0$ [43]	0.15	-0.32	-0.17
0.631	15.98°	$G^0$ [43]	0.15	-0.26	-0.11
0.788	18.16°	$G^0$ [43]	0.16	-0.23	-0.07
0.997	20.9°	$G^0$ [43]	0.17	-0.22	-0.05
0.23	110.0°	$G^0 H2$			1.46
0.23	110.0°	$G^0 D2$			0.41
0.62	110.0°	$G^0 H2$			1.20
0.62	110.0°	$G^0 D2$			0.62

TAB. 2.1 – Corrections de l'échange de deux bosons, calculées pour les cinématiques particulières des différentes expériences de violation de parité. La correction totale  $\delta_{N+\Delta}$  est la somme des corrections  $\delta N$  pour le diagramme 2.1 et  $\delta\Delta$  pour le diagramme 2.1. Ces valeurs sont issues de la référence [36], sauf pour les valeurs pour  $G^0$  qui sont issues de calculs postérieurs à l'article et adaptées à nos cinématiques.

## Chapitre 3

# Les dispositifs expérimentaux

### 3.1 Ingrédients communs

À cause de la précision requise pour les mesures des facteurs de forme étrange, on retrouve les mêmes principes de réduction d’erreurs systématiques liées au faisceau sur toutes les expériences de violation de parité.

Les sources d’électrons polarisés utilisées sont toutes construites sur le même principe : un faisceau laser est polarisé circulairement grâce à une cellule de Pockels (cristal auquel on applique un champ électrique et qui introduit un retard de phase dépendant de ce champ) puis envoyé sur un cristal d’arséniure de gallium. Il y a alors photo-émission d’électrons polarisés (dont la polarisation dépend de la polarisation circulaire droite ou gauche du faisceau laser). La polarisation du faisceau d’électrons est inversée à une fréquence élevée grâce au changement du champ électrique de la cellule de Pockels, et l’intensité du faisceau d’électrons est proportionnelle à la puissance du laser. Il existe trois types de cristaux d’arséniure de gallium, le normal, le contraint et le superlattice. Sans rentrer dans les détails, (le lecteur pourra se reporter aux références [44, 45, 2, 3, 4]) la polarisation théorique (expérimentale) du faisceau d’électrons obtenue est respectivement de 50% (30–40%), 100% (70–80%), 100% (80–90%).

Les caractéristiques du faisceau d’électron, intensité, énergie, position, angle, doivent être exactement les mêmes entre les deux états de polarisation, pour éviter que toute fausse asymétrie liée au faisceau vienne diluer l’asymétrie physique que l’on cherche à mesurer et qui est extrêmement petite. Certaines de ces caractéristiques peuvent être ajustées par un système de rétroaction sur le faisceau laser. Au plus près du détecteur, l’intensité et la position des électrons incidents sont mesurées à une fréquence équivalente au changement d’hélicité du faisceau. La différence d’intensité entre les deux états de polarisation est réduite en agissant sur l’intensité du faisceau laser envoyé sur le cristal d’arséniure de gallium alors que la différence de position est réduite en corrigeant la position du faisceau laser sur le cristal. Les autres caractéristiques sont mesurées lors des prises de données, elles sont intrinsèques à la qualité de l’accélération des électrons et ne peuvent être modifiées par rétroaction mais peuvent être corrigées dans l’analyse (c’est le cas des différences en angle  $\theta_x$  et  $\theta_y$  du faisceau d’électrons sur la cible) ou minimisées grâce à la qualité de l’accélération (c’est le cas de l’énergie).

Un système mécanique permet de renverser l’hélicité quotidiennement de façon complètement décorrélée de l’accélérateur et du dispositif expérimental. Il s’agit d’une lame demi-onde introduite manuellement dans le chemin du laser. La somme des asymétries physiques mesurées avec et sans cette lame demi onde doit être nulle si il n’y a pas une fausse asymétrie expérimentale.

Enfin pour éviter des dérives lentes du système (liées à la température, à l'efficacité quantique de la source polarisée etc...) la séquence d'hélicité était déterminée pseudo-aléatoirement.

L'ordre de grandeur des différences des caractéristiques du faisceau est donné, à titre d'exemple, pour le cas de l'expérience  $G^0$  angle arrière et SAMPLE I.

Paramètre	Jlab $G^0$	MIT-bates SAMPLE 1998
$A_Q$	$0.09 \pm 0.08$ -ppm	$-0.04 \pm 0.13$ ppm
$\Delta x$	$-19 \pm 3$ nm	$7.6 \pm 2.3$ nm
$\Delta y$	$-17 \pm 2$ nm	$-1.9 \pm 1.4$ nm
$\Delta\theta_x$	$-0.8 \pm 0.2$ nrad	$-0.6 \pm 0.1$ nrad
$\Delta\theta_y$	$0.0 \pm 0.1$ nrad	$-0.9 \pm 0.3$ nrad
$\Delta E$	$2.5 \pm 0.5$ eV	$0.14 \pm 0.02$ eV

### 3.2 L'expérience SAMPLE

L'expérience SAMPLE s'est déroulée auprès de l'accélérateur MIT-Bates qui se trouve à Middleton Massachusetts USA.

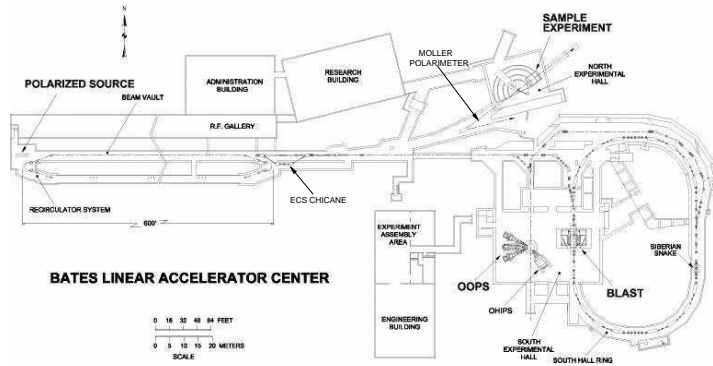


FIG. 3.1 – Bates.

C'est un accélérateur linéaire d'électrons de 540 MeV pouvant fournir jusqu'à  $100 \mu A$  avec une polarisation maximum de 50%. Le faisceau utilisé pour l'expérience était pulsé à 600 Hz avec un cycle utile de 1%. Le détecteur SAMPLE était installé dans le hall Nord (voir schéma 3.2). Le faisceau d'électrons polarisé de  $40 \mu A$  d'énergie de 125 et 200 MeV est envoyé sur une cible d'hydrogène ou de deutérium liquide de 40 cm de longueur (voir tableau 4.1).

Le faisceau était structuré en paquets d'électrons cadencés à 600 Hz, dont la durée était fixée à  $25 \mu s$ . L'hélicité était changée à chaque paquet selon une trame pseudo-aléatoire de dix paquets et les dix paquets suivants correspondaient à la séquence opposée. La polarisation du faisceau était mesurée quotidiennement avec un polarimètre à transmission situé avant accélération, et de façon hebdomadaire avec un polarimètre Møller après accélération.

Le détecteur était un čerenkov à air de grand angle solide (1.44 sr) (voir fig. 3.2). Les électrons, diffusés à un angle moyen de  $145^\circ$ , produisaient dans l'air une lumière čerenkov qui était réfléchiée et focalisée par dix miroirs (carré d'arête 65 cm) sur dix photo-multiplicateurs ayant une photocathode de 20 cm de diamètre. Les photo-multiplicateurs étaient protégés de la vue directe de la cible par des tubes en plomb et l'ensemble du système de détection était

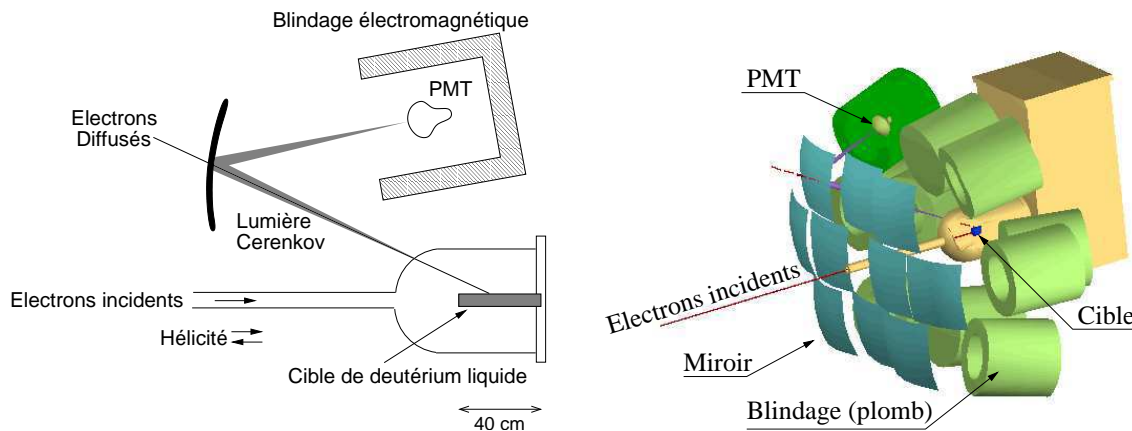


FIG. 3.2 – Schéma du système de détection de l'expérience SAMPLE. À gauche schéma de principe avec seul un détecteur pour simplifier.

isolé de la lumière du hall expérimental. Le signal des photomultiplicateurs était intégré sur la durée d'un paquet, codé par un convertisseur analogique digital, puis enregistré. Puisque les informations disponibles étaient les intégrations en charge des signaux analogiques des photomultiplicateurs, la seule coupure possible était le rejet d'un pulse. L'analyse consistait principalement à corriger l'asymétrie brute, d'une part des fluctuations du faisceau (différence d'intensité, de position et d'angle pour chaque paquet), et de soustraire l'asymétrie du bruit de fond mesuré lors de prise de donnée dédiée. Ces mesures consistent à prendre des données en cachant les photomultiplicateurs de la lumière čerenkov produite par les électrons et à mesurer ainsi une asymétrie ne contenant pas d'asymétrie physique.

L'expérience SAMPLE a mesuré en 1998-1999  $G_M^s$  et  $G_A^e$  à un  $Q^2$  de  $0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ . L'expérience SAMPLE 2002 a fourni une nouvelle mesure de  $G_A^e$  à un  $Q^2$  de  $0.04 \text{ (GeV/c)}^2$ . À la suite de ces résultats, il est apparu que le facteur de forme axial ne pouvait être extrait précisément à partir de calculs théoriques. La différence expérience-théorie observée par SAMPLE pourrait être due à une mauvaise description du facteur de forme anapolaire du proton (lié à un terme violant la parité dans le couplage électromagnétique, via des corrections radiatives d'ordre supérieur). Dans ce cadre nous nous sommes engagés dans une seconde phase de l'expérience SAMPLE et avons participé aux prises de données en 2002, dont l'analyse a été conduite par un étudiant en thèse dans notre groupe. Ces résultats ont montré que le terme axial devait être déterminé expérimentalement surtout à grand  $Q^2$  pour obtenir la contribution précise du quark étrange aux facteurs de forme du proton. C'est dans cette optique que l'expérience  $G^0$  a prévu des mesures de l'asymétrie de violation de parité sur le deutérium en plus des mesures sur l'hydrogène.

### 3.3 L'expérience HAPPEX

Les expériences HAPPEX se sont déroulées dans la hall A de l'accélérateur CEBAF au Jefferson Laboratory (voir paragraphe 3.5.1). La polarisation du faisceau est changée à une fréquence de 30 Hz et avait une structure en doublet. L'hélicité du premier paquet dans le doublet était choisie pseudo-aléatoirement, le second paquet avait une hélicité opposée. La po-

larisation était mesurée avant accélération par un polarimètre Mott, après accélération dans la hall A avec un polarimètre Møller, et grâce à une mesure continue non destructive par un polarimètre Compton à l'entrée du hall expérimental. La cible (soit d'hydrogène liquide, soit d'hélium  $^4\text{He}$ ) faisait 15 cm de long et le système de détection utilisait les deux spectromètres haute résolution du hall A. Cela implique une acceptance faible ( $2 \times 6\text{msr}$ ) et donc un très grand flux de particules diffusées pour obtenir une grande statistique. Pour cela un détecteur dédié, consistant en un sandwich de laiton et de matière transparente, a été construit et mis dans le plan focal des spectromètres. Les électrons diffusés créaient une gerbe électromagnétique dans les couches denses, et les particules de la gerbe créaient du rayonnement čerenkov dans les couches transparentes, rayonnement qui était détecté par des photomultiplicateurs de grand diamètre (12.7 cm). Bien que toujours basés sur le même principe, les détecteurs étaient refaits pour les différentes expériences (Happex I, Happex He-H,...). Les signaux analogiques des photomultiplicateurs étaient intégrés sur les 33 ns d'un paquet avant d'être enregistrés et comme dans le cas de SAMPLE, cette intégration analogique permettait d'avoir un flux d'électrons diffusés très important (jusqu'à  $\simeq 100\text{MHz}$ ).

Les expériences HAPPEX ont mesurées les asymétries de violation de parité sur l'hydrogène à des  $Q^2$  de 0.48, et 0.1  $(\text{GeV}/c)^2$ , et une asymétrie de violation de parité sur l'hélium à un  $Q^2$  de 0.1  $(\text{GeV}/c)^2$ . Enfin HAPPEX a mesuré fin 2009 l'asymétrie aux angles avant à un  $Q^2$  de 0.6  $(\text{GeV}/c)^2$ .

### 3.4 L'expérience PVA4

L'expérience PVA4 se déroule auprès du microtron MAMI à Mayence (Allemagne) qui fournit un faisceau d'électrons polarisés à 80%, à une énergie de 854 MeV et une intensité maximale de  $100\mu\text{A}$ . L'hélicité est renversée à 50 Hz et est structurée en quartet (+ - - + ou - + + -) choisi de façon pseudo-aléatoire. La mesure de polarisation est faite de façon hebdomadaire avec un polarimètre Møller. L'expérience utilise une cible d'hydrogène et de deutérium liquide de 10 cm de long pour les angles avant et 23 cm de long pour les angles arrière. Les électrons diffusés sont détectés dans un ensemble de 1022 cristaux disposés tout autour de l'axe du faisceau et couvrant un angle de diffusion compris entre  $30^\circ$  et  $40^\circ$  ( $140^\circ$ – $150^\circ$  aux angles arrière) et un angle solide de 0.6 sr (voir fig. 3.3). Ces cristaux mesurent l'énergie des électrons diffusés grâce à une gerbe électromagnétique créée par l'électron rentrant dans le cristal, et dont les particules secondaires chargées émettent du rayonnement čerenkov qui est mesuré par un photomultiplicateur de 3 cm de diamètre. Contrairement à SAMPLE et HAPPEX, PVA4 n'intègre pas les signaux sur toute la durée d'un paquet. Il s'agit d'une électronique déclenchée lorsqu'un des cristaux est touché. Le signal de ce cristal ainsi que la somme des 8 cristaux voisins sont digitalisés et la valeur de cette digitalisation (correspondant à l'énergie de l'électron diffusé) est utilisée pour remplir un histogramme (voir figure 3.4). Ces histogrammes sont enregistrés pour chaque paquet de 20 ns et permettent de supprimer le bruit de fond inélastique en ne prenant que la partie (comprise entre  $E_{\text{cut}}$  et  $E'_{\text{cut}}$ ) élastique pour le calcul de l'asymétrie. La mesure aux angles arrière a été rendue possible en 2005, en plaçant le détecteur sur une plateforme pivotante autour de la cible. La cible a été rallongée de 10 à 23 cm pour compenser la baisse de section efficace. Enfin des scintillateurs plastiques ont été installés devant les cristaux du calorimètre pour signer les particules chargées et rejeter le fort bruit de fond provenant de  $\pi^0$  de la cible [17].

L'expérience PV-A4 a mesuré une asymétrie de violation de parité sur l'hydrogène aux

angles avant à des  $Q^2$  de 0.225 et 0.1 ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>, et aux angle arrière à un  $Q^2$  de 0.225 ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>. Elle mesure actuellement aux angles avant l'asymétrie à un  $Q^2$  de 0.6 ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>

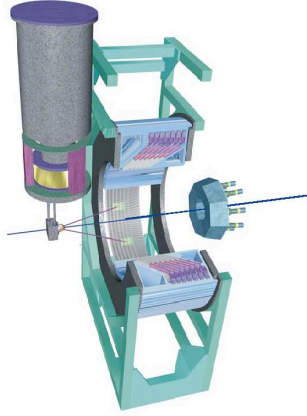


FIG. 3.3 – Schéma du système de détection de l'expérience PVA4.

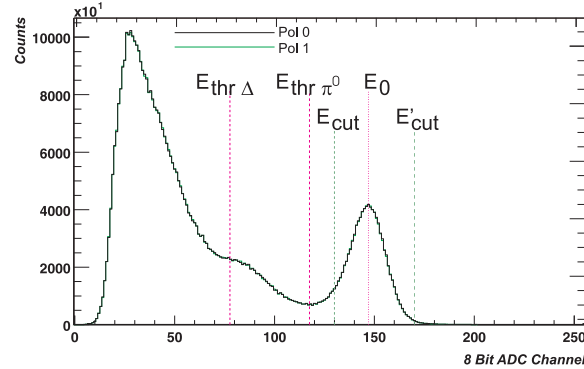


FIG. 3.4 – Spectre en énergie mesuré aux angles avant par PVA4, E0 correspond aux électrons élastiques

### 3.5 L'expérience $G_0$

L'expérience  $G^0$  s'est déroulée entre 2002 et 2007 dans le hall C de l'accélérateur CEBAF aux États-Unis. Le programme de  $G^0$  était de mesurer l'asymétrie de violation de parité aux angles avant dans une grande gamme en moment transféré (18 points en  $Q^2$  ont été mesurés), puis d'utiliser en partie le même dispositif expérimental pour mesurer aux angles arrière deux moments transférés avec des cibles d'hydrogène et de deutérium. Cela permettait ainsi de déterminer la contribution étrange et le facteur de forme axial indépendamment des modèles pour deux valeurs de moments transférés..

#### 3.5.1 L'accélérateur d'électrons au Jefferson Lab

L'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Facility) est un accélérateur d'électrons polarisés d'une énergie maximum de 6 GeV. Il se trouve au Thomas Jefferson National Laboratory (TJNAF) à Newport News en Virginie (USA). Il est constitué d'une source d'électrons, de deux portions accélératrices linéaires (linac) et de deux systèmes d'arcs de recirculation. Chaque linac contient un ensemble de 160 cavités supraconductrices pouvant accélérer les électrons entre 0,4 et 0,6 GeV. Les quatre ou cinq arcs de recirculation à champ fixe placés de part et d'autre des linacs sont utilisés chacun à leur tour en fonction de l'énergie des électrons. Le faisceau peut faire jusqu'à cinq tours avant d'être délivré dans trois halls expérimentaux avec une énergie maximum de 6 GeV. Pour l'expérience  $G^0$  nous avons utilisé trois énergies différentes : 3,045 GeV, 0,687 GeV et 0,362 GeV, en utilisant respectivement cinq tours à 0,5 GeV par linac avec une énergie en sortie de l'injecteur de 45 MeV, un tour puis un demi tour à 325 MeV par linac avec une énergie en sortie de l'injecteur de 36,6 MeV. La fréquence de l'accélérateur est de 1497 MHz, il y a donc un paquet d'électrons tous les 0,668 ns, qui sont délivrés successivement aux trois halls expérimentaux, ce qui fait que chaque hall reçoit un

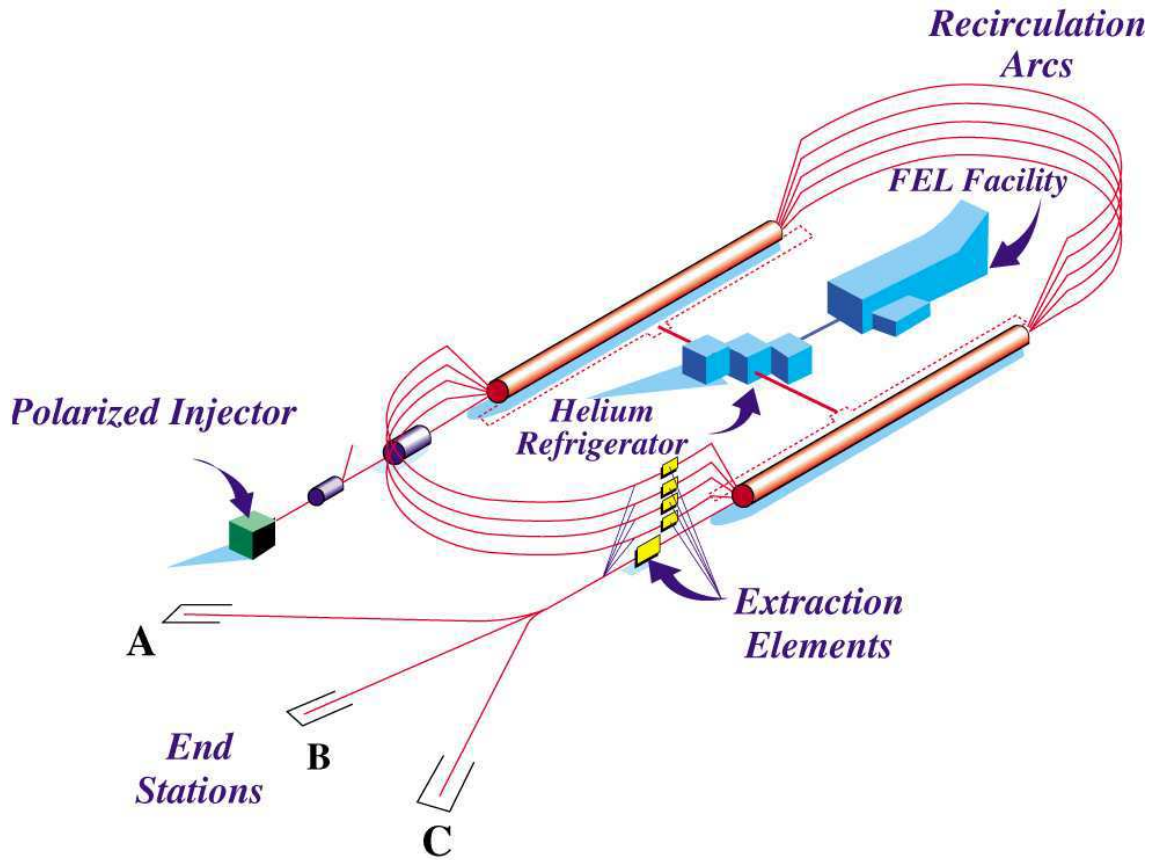


FIG. 3.5 – Vue schématique de l'accélérateur CEBAF.

paquet toutes les 2 ns (à une fréquence de 499 MHz). Les Lasers de la source polarisée sont cadencés à la même fréquence et sont au nombre de trois, un pour chaque hall expérimental peut choisir son énergie (en variant le nombre de tours dans la machine, dans la limite où l'énergie par linac est fixé), son intensité, en ajustant l'intensité du laser (dans la limite de 200  $\mu A$  total maximum) et sa polarisation, en choisissant la polarisation du laser.

Jusqu'en 2004, CEBAF utilisait une photocathode d'arséniure de gallium contraint permettant d'obtenir plus de 70% de polarisation. En 2004, a été installée une photocathode d'arséniure de gallium superlattice permettant une polarisation supérieure à 80% [46].

Le mesure de polarisation du faisceau est assurée par deux polarimètres [47]. Un polarimètre Mott placé au niveau de l'injecteur permet une mesure avant accélération du faisceau à une énergie de quelques MeV. Un polarimètre Møller, disposé juste avant les halls expérimentaux permet la mesure après accélération et a l'avantage de déterminer la polarisation au plus près des expériences ; cela évite des problèmes éventuels liés à la dépolarisation du faisceau lors de l'accélération. L'énergie minimale pour ce polarimètre était d'environ 800 MeV, il a pu être ajusté pour mesurer la polarisation le faisceau de 0.687 GeV utilisé par  $G^0$  angle arrière mais n'a pas pu être utilisé pour la plus basse énergie.

### 3.5.2 Le dispositif expérimental

Un appareillage dédié (spectromètre, détecteur à base de scintillateurs plastiques) a été construit et installé dans le hall C de TJNAF. Dans le cadre d'une collaboration internationale regroupant une centaine de physiciens, deux laboratoires de l'IN2P3 (le LPSC Grenoble et l'IPN Orsay) se sont engagés dans la construction de la moitié des détecteurs et de l'électronique associée.

L'expérience  $G^0$  s'était fixé comme objectif de faire un ensemble complet de mesures permettant la séparation des contributions étranges électrique et magnétique. Pour cela il fut conçu pour mesurer les protons issus de la diffusion élastique à petit angle électron ( $6^\circ$ ) dans la phase angles avant et pour mesurer (une fois le détecteur retourné) les électrons diffusés à grand angle ( $110^\circ$ ) dans la phase angles arrière. Dans cette seconde phase, nous avons aussi mesuré la diffusion quasi-élastique d'électrons sur une cible de deutérium afin de mesurer le facteur de forme axial nécessaire pour extraire les contributions étranges. Parmi les impératifs du dispositif figurait la sélection des diffusions élastiques par rapport au bruit de fond (spectromètre), une optimisation du détecteur (grand angle solide), de la cible (cible étendue) et du faisceau (fort courant) pour obtenir la plus grande statistique possible en un minimum de temps.

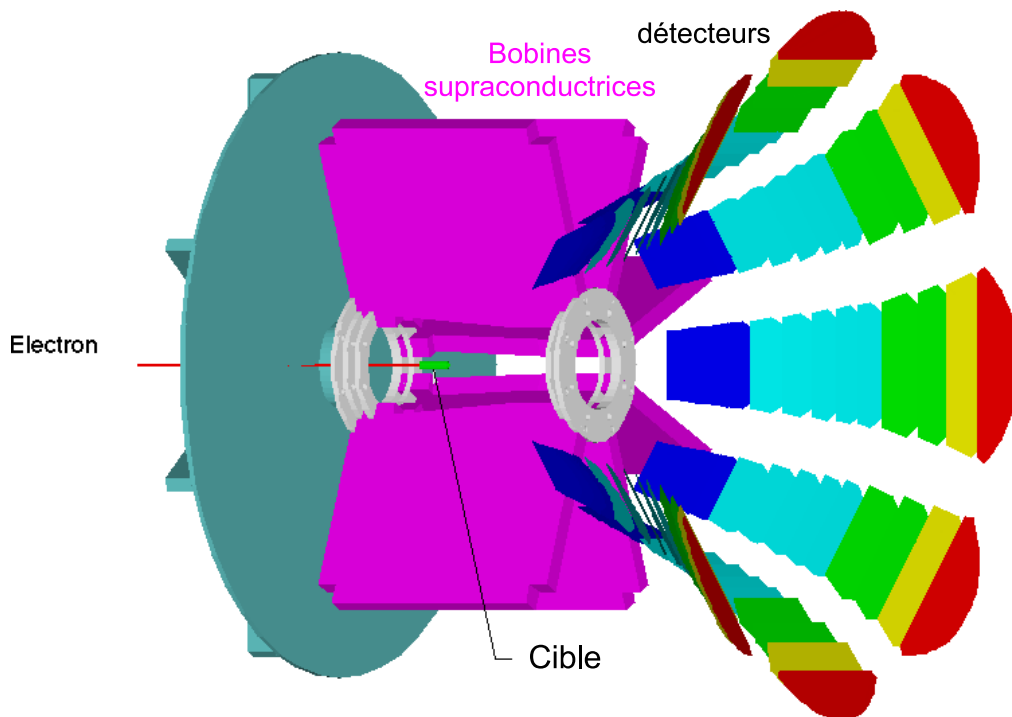


FIG. 3.6 – Vue schématique du détecteur  $G^0$ .

Pour cela, un aimant supraconducteur divisé en huit octants fut construit pour couvrir au maximum la région azimutale autour du faisceau. Cela permettait d'augmenter l'angle solide de détection et de s'affranchir, en les mesurant, des asymétries systématiques en fonction de l'angle azimutal. Le principe de cet aimant, pour les angles avant, consistait à focaliser les protons élastiques de même cinématique quel que soit leur lieu de production le long de la cible (voir figure 3.7). Cela permettait de sélectionner une cinématique donnée uniquement



grâce à la position du détecteur dans le plan focal, et d'utiliser une cible étendue (20 cm) afin d'augmenter la statistique. Ce principe a permis la mesure de plusieurs cinématiques en même temps pour les angles avant. En ce qui concerne les angles arrière, ce spectromètre permettait de sélectionner une cinématique précise grâce à la détection des électrons diffusés. Une cible cryogénique étendue a été développée ; elle pouvait être remplie soit d'hydrogène liquide, soit de deutérium liquide, soit d'hydrogène gazeux pour des mesures spécifiques de bruit de fond. L'épaisseur des parois en aluminium a été minimisée pour supprimer les diffusions inélastiques. D'autre part, pour éviter de fausses asymétries liées à la position du faisceau sur la cible, la forme des fenêtres d'entrée et de sortie a été spécialement conçue pour que la longueur effective de cette cible soit exactement la même, quelle que soit la position transverse du faisceau. Une forte puissance cryogénique (450 W) ainsi qu'une circulation du fluide adaptée, permettait de fonctionner avec des courants du faisceau d'électrons de plusieurs dizaines de  $\mu A$ .

L'ensemble de détection suivait la géométrie de l'aimant supraconducteur. Il était composé de huit octants eux-mêmes composés de seize détecteurs de scintillateur plastique. Pour les angles arrière, d'autres détecteurs (un cerenkov à aérogel et des scintillateurs en sortie de cryostat) ont été rajoutés (c.f. paragraphe 3.5.3 et 3.5.4 ).

À cause de la très faible valeur de l'asymétrie, la statistique nécessaire pour mesurer précisément une déviation due à la contribution des quarks étranges est de  $10^{14}$  événements, interdisant donc une acquisition événement par événement. Une électronique spécifique a été développée. Elle était basée sur des échelles de comptage. Le concept de l'électronique utilisée était différent entre les angles arrière et les angles avant et sera décrit dans les prochains paragraphes.

### 3.5.3 Les angles avant

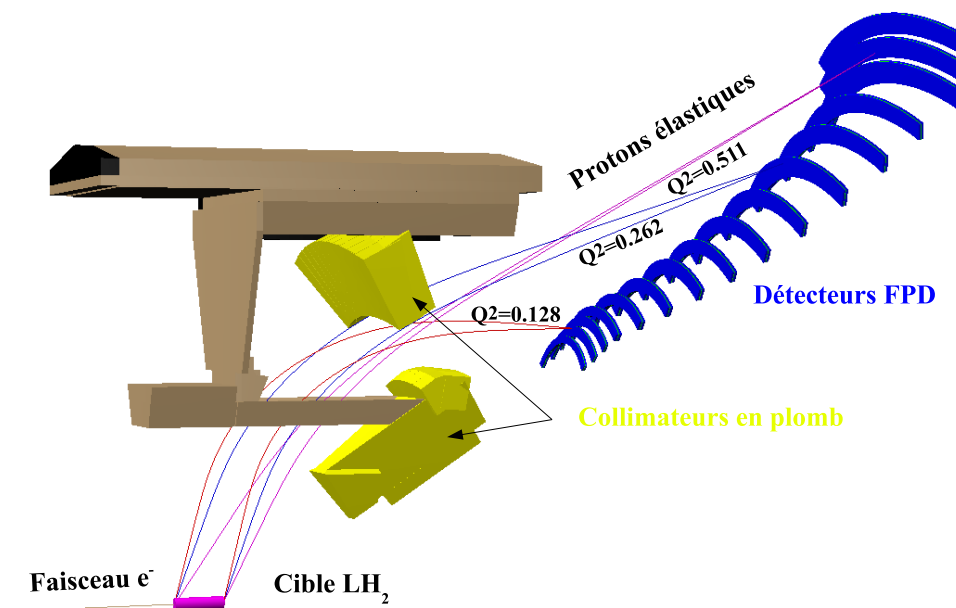
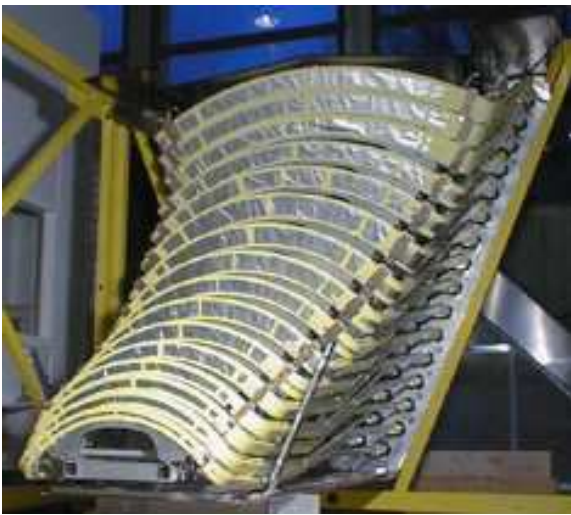


FIG. 3.7 – Vue schématique du spectromètre  $G^0$  aux angles avant.

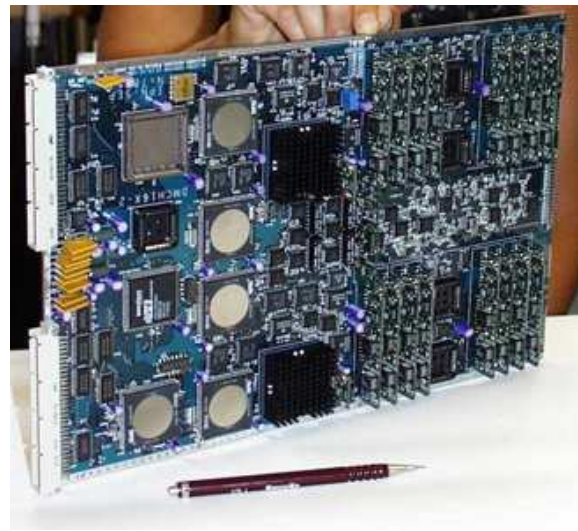
Aux angles avant, les électrons issus de la diffusion élastique correspondaient à des angles très faibles (entre 2 et 20 °). Expérimentalement, la détection à de si petits angles est impossible à cause de la divergence du faisceau d'électrons due au passage dans la cible et du bruit de fond électron (principalement møller) très important. Dans le cadre d'une diffusion élastique, la détection de l'une ou l'autre des particules dans l'état final caractérise complètement la réaction. Nous avons donc détecté les protons qui, pour les cinématiques désirées (entre 0.1 et 1 (GeV/c)<sup>2</sup>), ont des angles de diffusion compris entre 53 ° et 76 °.

Grâce à la grande acceptance du spectromètre, les protons pouvaient être mesurés simultanément sur toute la gamme en  $Q^2$  (voir figure 3.7). La sélection des différentes cinématiques se faisait grâce à la position des détecteurs (les FPDs pour Focal Plane Detector) dans le plan focal de l'aimant. À chaque détecteur correspondait un domaine spécifique en  $Q^2$ , sa forme était adaptée à la région (iso- $Q^2$ ) des protons diffusés. Les angles des détecteurs par rapport au plan transverse du faisceau ont été déterminés pour que les protons aient un angle d'incidence de 90 °. Enfin la segmentation des FPDs a été déterminée pour avoir un taux de comptage équivalent sur tous les détecteurs avec un maximum attendu de 1 MHz.

La discrimination du bruit de fond inélastique s'est faite grâce à une mesure de temps de vol entre l'arrivée du faisceau sur la cible et la détection des protons diffusés. Pour cela, une structure particulière en temps du faisceau a été requise pour éviter les empilements. Le temps mis par les protons pour faire le trajet de la cible au détecteur était au maximum de 30 ns. Nous utilisons donc un paquet d'électrons de quelques pico-secondes toute les 32 ns (comparé à toutes les 2 ns pour la structure classique). Pour avoir un courant moyen de 40  $\mu A$  avec une telle structure en temps, cela demandait une intensité pic (dans les quelques pico-secondes) équivalente de  $16 \times 40 = 640 \mu A$  soit plus de trois fois ce que l'accélérateur savait faire. De nombreux développements sur la source et notamment le laser, et sur l'accélération ont été nécessaires pour au final être capable de faire l'expérience dans ces conditions.



(a)



(b)

FIG. 3.8 – Photo d'un des quatre octants français à gauche, et de l'électronique à droite.

Les quatre détecteurs français ont tous été montés au LPSC pour des tests avec des rayons cosmiques qui ont pris plusieurs mois, puis ont ensuite été envoyés au Jefferson Lab pour

être montés définitivement. Chacun était composé de seize FPDs, eux-mêmes constitués de deux scintillateurs plastiques séparés par 1 cm d'aluminium. Les scintillateurs étaient collés à de longs guides de lumière jusqu'aux photomultiplicateurs, ce qui permettait de déporter les photomultiplicateurs dans une région où le champ de fuite de l'aimant était faible. Les scintillateurs étaient vus par un photomultiplicateur à chaque extrémité pour assurer une efficacité constante sur toute la longueur. À un détecteur correspondaient donc quatre photomultiplicateurs, permettant le rejet du bruit de fond neutre. L'électronique choisie était une électronique complètement intégrée, conçue et construite par l'IPN d'Orsay. Les signaux issus des photomultiplicateurs passaient par un discriminateur à fraction constante pour assurer une bonne résolution en temps, puis une coïncidence droite-gauche était faite grâce à un "mean-timer" dont la fonction était de sortir un signal toujours synchrone indépendant de l'endroit où la particule avait touché le scintillateur. Enfin, le temps entre l'arrivée du faisceau et l'impact de la particule était discrétisé (par pas de 0.25 nanoseconde pour l'électronique française et de 1 ns pour l'électronique américaine). Une échelle de comptage associée à ce temps de vol est alors incrémentée. Afin de couvrir les 32 ns séparant deux paquets d'électrons, le nombre d'échelles était de 128 pour l'électronique française et 24 pour l'électronique américaine (les premières nanosecondes du spectre étaient regroupées dans une seule échelle pour minimiser le nombre d'échelles et donc le prix).

La première expérience test du dispositif  $G^0$  a eu lieu d'octobre 2002 à janvier 2003. Durant cette période critique, tous les éléments du détecteur ont très bien fonctionné. L'aimant supraconducteur, qui était la préoccupation dominante, a tourné à son courant nominal (5000 A) durant plus de deux mois. Les sources de bruits de fond ont été localisées et pour la plupart résolues (grâce à l'ajout de blindage). Les qualités de faisceau requises n'ont pas toutes été atteintes, mais d'énormes progrès ont été faits et le personnel de l'accélérateur s'est énormément investi pour les prises de données suivantes. La source de bruit de fond la plus sérieuse provenait des fenêtres de la cible. L'enceinte de la cible a été démontée et entièrement refaite avec une épaisseur 4 fois plus faible. De plus, une cible particulière a été développée pour mesurer précisément le bruit de fond qui ne vient pas de l'hydrogène liquide.

Une seconde expérience test s'est déroulée de novembre 2003 à mars 2004. Elle a permis de valider les nouvelles cibles vis-à-vis de la réduction et de la mesure du bruit de fond ainsi que les conditions de faisceau. Les mesures physiques ont eu lieu du 13 mars au 9 mai 2004.

$G^0$  angles avant aura demandé 12 mois d'installation, et 8 mois et demi de faisceau.

L'analyse est détaillée dans la référence [3]. La figure 3.9(a) montre un spectre en temps de vol typique pour le FPD numéro 8. Il en existe pour chacun des seize FPDs. De gauche à droite sur l'axe des abscisses, on voit les pions (plus rapides), les protons inélastiques, et enfin les protons élastiques correspondant au pic principal. La première étape de l'analyse consiste en la correction du temps mort et des différents aspects de l'électronique. Ensuite, une correction est appliquée qui prend en compte les fausses asymétries dues au faisceau. Enfin, pour extraire l'asymétrie on procède en deux étapes ; d'abord, un fit est fait sur les spectres des taux de comptage en temps de vol avec, comme fonctions, une gaussienne pour le pic élastique et un polynôme d'ordre deux pour le bruit de fond. Comme on le voit sur la figure 3.9(b) le bruit de fond est assez bien déterminé avec une contribution avant et après le pic élastique. A partir de ce fit, on connaît la proportion d'élastique et de bruit de fond pour chaque bin en temps de vol. On utilise alors ces contributions pour fitter l'asymétrie (figure 3.9(c)) en prenant une constante pour l'asymétrie de l'élastique et à nouveau un polynôme d'ordre deux pour le bruit de fond.

Le processus est le même pour tous les quatorze premiers FPDs. L'analyse du détecteur 15

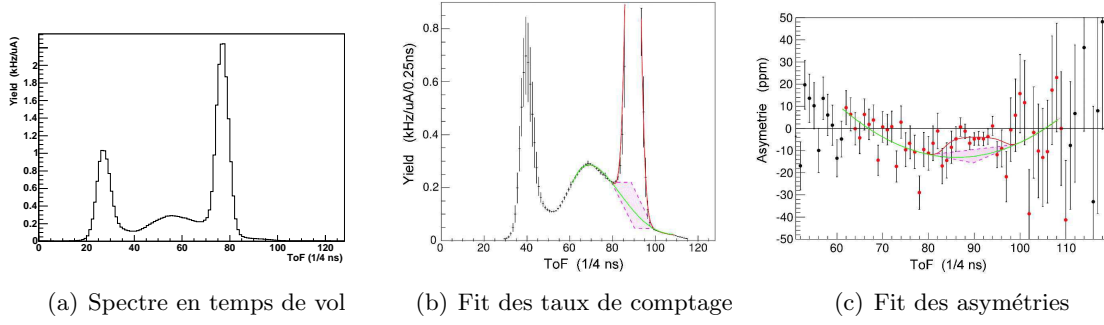


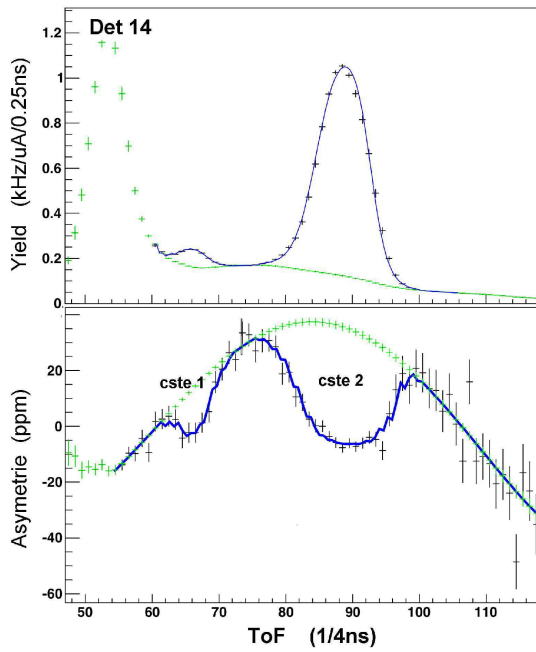
FIG. 3.9 – Temps de vol typique pour le FPD numéro 8. Fit en deux étapes d’abord des taux de comptage avec une gaussienne pour l’élastique et un polynôme d’ordre deux pour le bruit de fond, puis des asymétries avec une constante pour l’élastique et un polynôme d’ordre deux pour le bruit de fond.

est plus délicate car l’acceptance de la diffusion élastique est grande, l’asymétrie n’est donc pas constante et on ne peut déterminer le bruit de fond sous le pic. Il a donc fallu estimer le taux de comptage du bruit de fond à partir des détecteurs voisins, puis fitter l’asymétrie élastique avec la même méthode que pour les autres détecteurs. Les détecteurs fournissent tous une valeur d’asymétrie à un  $Q^2$  différent sauf pour les détecteurs 14 et 15 qui permettent d’obtenir respectivement deux et trois asymétries à des moments transférés différents (voir figure 3.10).

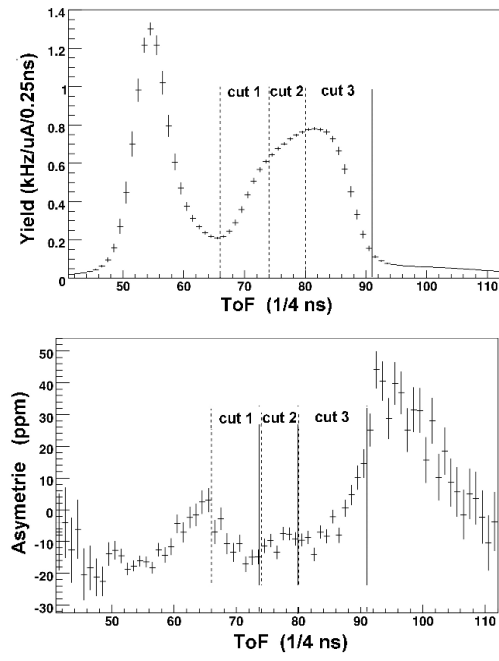
Détecteur	$Q^2$ ( $GeV/c^2$ )	$A_{PV}$ (ppm)	$\Delta A_{stat}$ (ppm)	$\Delta A_{pt-pt}$ (ppm)	$\Delta A_{glob}$ (ppm)
<b>1</b>	0.122	-1.51	0.44	0.22	0.18
<b>2</b>	0.128	-0.97	0.41	0.20	0.17
<b>3</b>	0.136	-1.30	0.42	0.17	0.17
<b>4</b>	0.144	-2.71	0.43	0.18	0.18
<b>5</b>	0.153	-2.22	0.43	0.28	0.21
<b>6</b>	0.164	-2.88	0.43	0.32	0.23
<b>7</b>	0.177	-3.95	0.43	0.25	0.20
<b>8</b>	0.192	-3.85	0.48	0.22	0.19
<b>9</b>	0.210	-4.68	0.47	0.26	0.21
<b>10</b>	0.232	-5.27	0.51	0.30	0.23
<b>11</b>	0.262	-5.26	0.52	0.11	0.17
<b>12</b>	0.299	-7.72	0.60	0.53	0.35
<b>13</b>	0.344	-8.40	0.68	0.85	0.52
<b>14 a</b>	0.410	-10.25	0.67	0.89	0.55
<b>15 a</b>	0.511	-16.81	0.89	1.48	1.50
<b>15 b</b>	0.631	-19.96	1.11	1.28	1.31
<b>15 c</b>	0.788	-30.8	1.9	2.6	2.59
<b>14 b</b>	0.997	-37.9	7.2	9.0	0.52

TAB. 3.1 – Asymétries de violation de parité, quadri-moment transféré et bilan d’erreur en fonction du numéro de détecteur, obtenues lors de la phase  $G^0$  aux angles avant [43].

La polarisation a été mesurée tous les trois jours, la valeur moyenne sur toute la durée de l’expérience était de  $73.7 \pm 1.0\%$ .



(a) FPD 14.



(b) FPD 15.

FIG. 3.10 – Taux de comptage et asymétries des détecteurs 14 et 15. Deux valeurs d'asymétries sont mesurées avec le détecteur 14. Trois valeurs d'asymétries sont mesurées avec le détecteur 15, correspondant aux trois coupures visibles sur la figure.

Les résultats ont été publiés en août 2005 dans Physical Review Letter[43]. Ils ont fait l'objet de plusieurs communiqués de presse aux Etats-Unis mais aussi en France : [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57]

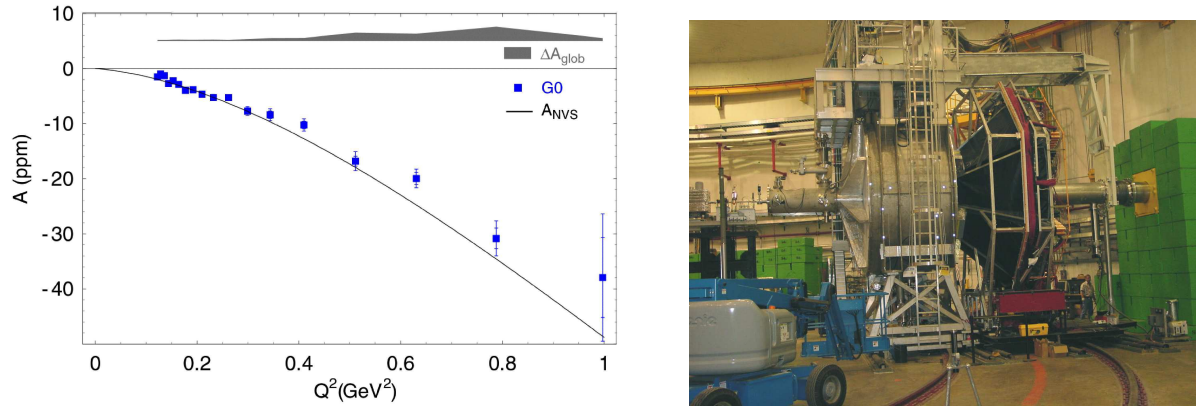


FIG. 3.11 – Confrontation des asymétries de violation de parité mesurées lors la phase  $G^0$  "angles avant" et de l'asymétrie théorique en l'absence de contribution étrange ( $G_E^s = G_M^s = 0$ ). À droite, photo du dispositif expérimental  $G^0$ , configuration angle avant, dans le Hall C de Jlab.

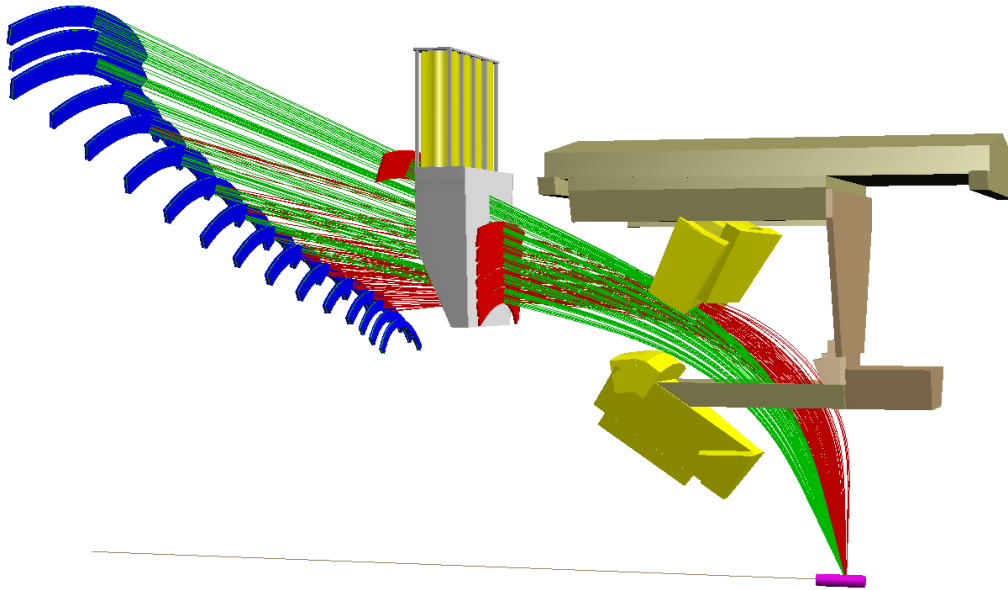
### 3.5.4 Les angles arrière

La phase II de l'expérience  $G^0$  a fait l'objet d'une proposition d'expérience au PAC de Jlab en Juillet 2001. L'inclusion des mesures sur cible de deutérium pour contraindre  $G_A^e$  a été nécessaire au vu des résultats de l'expérience SAMPLE. Pour les angles arrière, les électrons diffusés élastiquement étant détectés à un angle de  $110^\circ$ , nous avons retourné tout le dispositif expérimental et inversé l'aimant et les FPD. La discrimination des électrons élastiques et inélastiques ne pouvant plus se faire par mesure de temps de vol (les électrons sont tous ultra-relativistes et ont donc tous la même vitesse), un nouveau plan de scintillateurs a été placé à la sortie du cryostat de  $G^0$  (les CED pour "Cryostat Exit Detector") pour faire une sélection élastique/ inélastique par trajectographie (voir figure 3.12). Un électron inélastique passant par le même CED qu'un électron élastique touchait un FPD différent. Une électronique spécifique a été construite pour compter combien d'événements on avait pour chaque couple CED/FPD. La sélection d'un ensemble de cellules dans cette matrice permettait de différencier les processus comme montré figure 3.13 dans le cas d'une cible d'hydrogène.

D'autre part, pour rejeter les  $\pi^-$  provenant de diffusion inélastique sur le neutron en cible de deutérium, un  $\check{\text{Cerenkov}}$  à aérogel a été construit et placé entre les CED et les FPD. Ce  $\check{\text{Cerenkov}}$  avait un seuil au pion de 570 MeV et était utilisé en coïncidence avec la matrice CED/FPD. En doublant le nombre de matrices, l'une en coïncidence avec le  $\check{\text{Cerenkov}}$  et l'autre en anti-coïncidence, cela nous a permis de mesurer proprement les électrons (élastique et inélastique) et de mesurer l'asymétrie des pions.

Nous avons pris en charge au LPSC l'étude et la construction de quatre détecteurs  $\check{\text{Cerenkov}}$  à aérogel ainsi que leur électronique, et nous avons développé l'électronique de coïncidence pour la totalité de l'expérience  $G^0$  angle arrière, constituée d'un module Trigger et d'un module de



FIG. 3.12 – Vue schématique du spectromètre  $G^0$  aux angles arrière.

	Charge (C)	I ( $\mu A$ )	$A_{meas}$ (ppm)	$\delta A/A$
LH <sub>2</sub> 362 MeV	90	60	$-9.72 \pm 0.87$	9%
LD <sub>2</sub> 362 MeV	70	35	$-13.50 \pm 0.81$	6%
LH <sub>2</sub> 687 MeV	120	60	$-36.9 \pm 2.43$	6.7%
LD <sub>2</sub> 687 MeV	45	20	$-37.4 \pm 3.34$	8.9%

TAB. 3.2 – Statistiques accumulées durant l'expérience  $G^0$  pour les différentes cibles/cinématiques.

coïncidence avec des compteurs échelle.

### prise de données

L'installation de l'expérience  $G^0$  angle arrière a commencé en Octobre 2005 pour environ 6 mois et l'expérience en elle même a eu lieu de mars 2006 à avril 2007. Aux angles arrière, le spectromètre  $G^0$  avait une acceptance en moment transféré très faible et, pour en changer, il faut changer l'énergie du faisceau. Les mesures ont été faites à deux énergies (362 MeV et 687 MeV) et avec deux types de cible (hydrogène ou deutérium liquide), et présentait des conditions de bruit de fond et donc des conditions d'expériences très différentes. Le tableau 3.2 montre les statistiques accumulées pour les différents jeux de données.

### analyse

L'analyse des données angles arrière se décompose en trois étapes. Certaines de ces analyses sont communes aux deux cibles et/ou aux deux énergies, mais la plupart ont demandé une étude particulière pour chacun des jeux de données. Pour éviter inconsciemment de diriger l'analyse vers une voie ou une autre en fonction des effets sur l'asymétrie finale, un facteur aléatoire

inconnu (“blinding factor”) est appliqué en tout début d’analyse, puis levé sur les résultats finaux lorsque l’analyse est figée. La première étape est de rejeter les MPS<sup>1</sup> pour lesquels les taux de comptage ne sont pas dans des spécificités données. On supprime par exemple toutes les périodes même très courtes pour lesquelles le faisceau n’était pas au courant nominal, ou lorsque le halo devenait important et augmentait les taux de comptage dans les détecteurs. Ensuite une correction des taux de comptage est faite MPS par MPS pour tenir compte du temps mort, des coïncidences fortuites ou de la contamination en pion (un signal fortuit du čerenkov en coïncidence avec un pion dans les scintillateurs). Cette étude longue et précise a été menée par le groupe de Grenoble et étudiée en détail par un étudiant en thèse[4]. Elle avait aussi pour but de déterminer les corrections résiduelles ainsi que les erreurs sur l’asymétrie finale dues à ces corrections.

$$\begin{aligned}
 \text{H 362 MeV : } A_{rates} &= -0.31 \pm 0.08 \pm 0 \text{ ppm} \\
 \text{D 362 MeV : } A_{rates} &= -0.58 \pm 0.21 \pm 0 \text{ ppm} \\
 \text{H 687 MeV : } A_{rates} &= -1.28 \pm 0.18 \pm 0 \text{ ppm} \\
 \text{D 687 MeV : } A_{rates} &= -7.0 \pm 1.8 \pm 0 \text{ ppm}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

où les incertitudes systématiques sont respectivement point à point et globale.

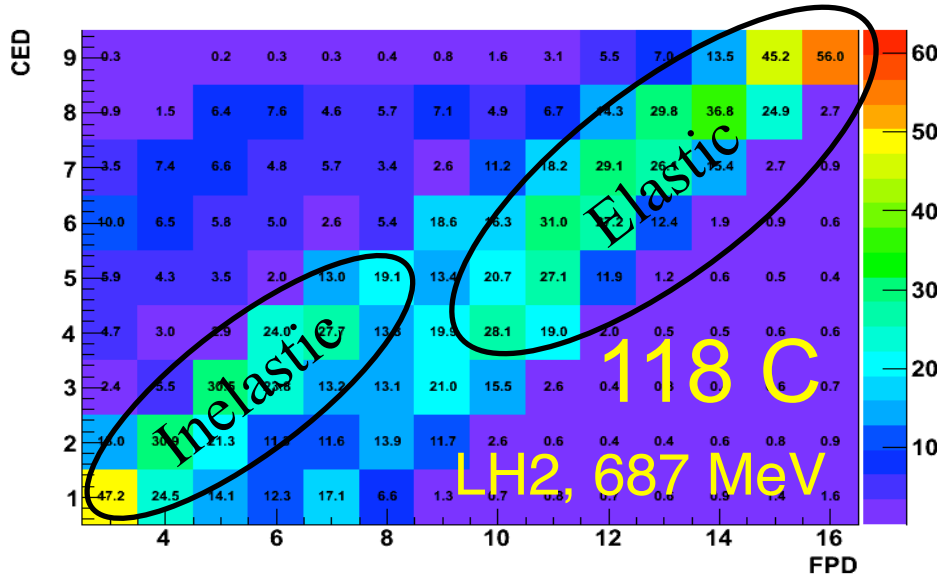


FIG. 3.13 – Exemple de matrice électron CED/FPD permettant de distinguer les processus inélastiques des élastiques

La deuxième étape consiste à évaluer puis soustraire le bruit de fond sous les événements élastiques. Pour cela, nous avons pris des données en variant le champ magnétique du spectromètre de  $G^0$ . Le fait de modifier le champ change le rapport relatif des événements physiques dans chaque cellule. On compare alors les données avec une simulation du détecteur qui fait

<sup>1</sup>MacroPulse : Paquet d’électrons de même hélicité, l’expérience  $G^0$  a fonctionné avec une fréquence de changement d’hélicité de 30 Hz. Un MPS correspond donc à une durée de 33 ms.



intervenir plusieurs générateurs physiques. La figure 3.14 montre un exemple pour une cellule particulière de la matrice électron pour une cible d'hydrogène. Une telle mesure existe bien entendu pour toutes les cellules et pour les deux cibles. Les données sont représentées avec les points verts, les électrons élastiques calculés par simulation sont les points bleus et les points rouges représentent le taux de comptage total des différents processus simulés qui doivent être comparés aux mesures. La condition normale de prise de donnée se situe à 3500 A (représenté par la ligne noire). Cette étude permet de déterminer assez précisément la contribution en taux de comptage des diverses sources de bruit de fond qui sont principalement, pour l'hydrogène, les électrons provenant des processus inélastiques sur l'aluminium des parois de la cible (voir tableau 3.5.4). Le bruit de fond pour tous les jeux de données est compris dans la région élastique entre 10% et 15%. Il est dominé par la diffusion sur l'aluminium de la cible, seuls les comptages en deutérium haute énergie ont une seconde contribution importante due aux  $\pi^-$  provenant des neutrons du deutérium. Les taux de comptage en aluminium sont normalisés par des prises de donnée dédiées, faites avec du gaz d'hydrogène dans la cible. Les taux de comptage des  $\pi^-$  sont déterminés par une méthode de temps de vol et par une analyse des signaux du čerenkov [4]. La contribution des  $\pi^0$  et des inélastiques est inférieure à 1% dans la région élastique et une incertitude de 100% leur a été affectée.

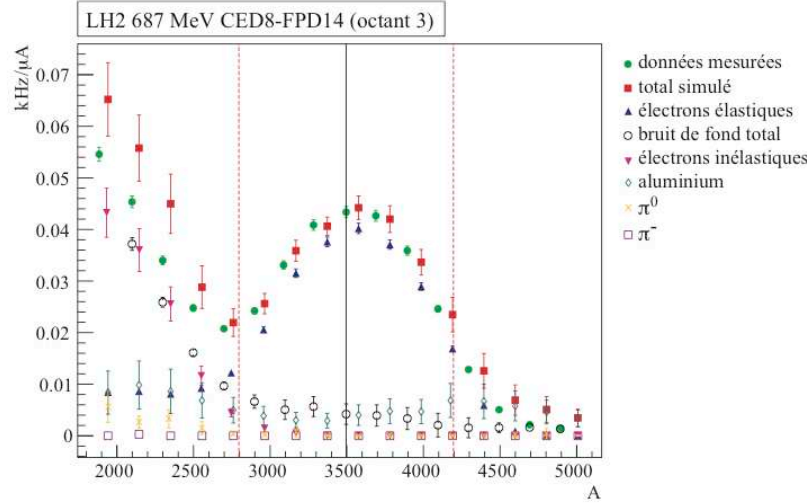


FIG. 3.14 – Taux de comptage mesurés et simulés pour une cellule de la matrice électron en fonction du courant dans le spectromètre  $G^0$

Une fois les taux de comptage des différents processus déterminés, il faut déterminer leur asymétrie respective et corriger l'asymétrie finale pour obtenir l'asymétrie élastique par :

$$A_{el} = \frac{A_{exp} - f_{al}A_{al} - f_{\pi^-}A_{\pi^-} - f_{\pi^0}A_{\pi^0} - f_{inel}A_{inel}}{1 - f_{al} - f_{\pi^-} - f_{\pi^0} - f_{inel}} \quad (3.2)$$

On a supposé que l'asymétrie des  $\pi^0$  était nulle, et la fraction des électrons inélastiques provenant des nucléons de la cible était assez faible ( $f_{inel} < 0.1\%$ ) pour négliger le termes inélastiques au numérateur. Il reste l'asymétrie des  $\pi^-$  qui est déterminée grâce à la matrice pion et l'asymétrie des processus venant de l'aluminium qui est supposée égale à l'asymétrie quasi-élastique sur le deutérium. En effet, dans le cadre de l'approximation statique (c.f. équation

<i>Cible</i>	<i>Q2(GeV2)</i>	<i>f<sub>al</sub></i>	<i>f<sub>pi</sub></i>	<i>f<sub>other</sub></i>	<i>f<sub>total</sub></i>
<i>H</i>	0.221	$0.129 \pm 0.064$	$0 \pm 0.001$	$0.003 \pm 0.003$	$0.132 \pm 0.064$
<i>D</i>	0.221	$0.099 \pm 0.050$	$0 \pm 0.002$	$0.005 \pm 0.005$	$0.104 \pm 0.050$
<i>H</i>	0.628	$0.110 \pm 0.055$	$0 \pm 0.001$	$0.023 \pm 0.023$	$0.133 \pm 0.060$
<i>D</i>	0.628	$0.061 \pm 0.031$	$0.04 \pm 0.015$	$0.029 \pm 0.029$	$0.13 \pm 0.045$

TAB. 3.3 – Fraction de bruit de fond sous le pic élastique : provenant de l'aluminium de la cible  $f_{al}$ , de la contamination des pions ( $f_{\pi}$ ), et du reste ( $f_{other}$ ) (incluant les électrons issus de réaction inélastique, de la décroissance des pion neutres).  $f_{total}$  est la somme de toutes ces contributions.

2.15)  $A = \frac{Z\sigma_p A^p + N\sigma_n A^n}{Z\sigma_p + N\sigma_n}$ , pour l'aluminium le nombre de neutrons  $N=14$  et le nombre de protons  $Z=13$  ce qui donne une asymétrie très proche de celle du deutérium. Pour tenir compte des interactions nucléaires qui ne rendent pas tout à fait exacte l'approximation statique, une incertitude de 5% est rajoutée à l'asymétrie  $A_{al}$ . Les corrections finales d'asymétries liées au bruit de fond et leur erreur associée sont :

$$\begin{aligned}
\text{H 362 MeV : } A_{bckg} &= +0.5 \pm 0.11 \pm 0.40 \text{ ppm} \\
\text{D 362 MeV : } A_{bckg} &= -0.07 \pm 0.02 \pm 0.08 \text{ ppm} \\
\text{H 687 MeV : } A_{bckg} &= -0.1 \pm 0.61 \pm 0.86 \text{ ppm} \\
\text{D 687 MeV : } A_{bckg} &= -2. \pm 0.48 \pm 0.23 \text{ ppm}
\end{aligned} \tag{3.3}$$

La troisième étape de l'analyse consiste à corriger les fausses asymétries résiduelles dues aux faisceaux. Elles proviennent d'une part des différences systématiques des caractéristiques du faisceau comme l'énergie, la position sur la cible et la charge, qui sont mesurées sur l'ensemble de l'expérience et d'autre part d'une petite composante transverse de la polarisation du faisceau. Toutes ces corrections sont très faibles grâce à la très grande qualité de faisceau que nous avons et à la rétroaction que nous utilisons. L'ensemble est estimé à :

$$\begin{aligned}
\text{H 362 MeV : } A_{autres} &= -0.22 \pm 0.08 \pm 0.01 \text{ ppm} \\
\text{D 362 MeV : } A_{autres} &= 0.06 \pm 0.10 \pm 0.01 \text{ ppm} \\
\text{H 687 MeV : } A_{autres} &= 0.29 \pm 0.11 \pm 0.01 \text{ ppm} \\
\text{D 687 MeV : } A_{autres} &= 0.34 \pm 0.21 \pm 0.01 \text{ ppm}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

La dernière correction expérimentale concerne la polarisation du faisceau qui était mesurée environ tous les dix jours avec les équipements standards de CEBAF et du hall C (voir paragraphe 3.5.1). Le polarimètre Møller a été utilisé à 687 MeV, mais la mesure a nécessité des modifications puisque l'énergie minimale était de 800 MeV. À 362 MeV par contre, la mesure a été impossible avec le Møller, et seul le polarimètre Mott a pu être utilisé [4], moyennant une augmentation de l'erreur systématique. La polarisation moyenne sur toute l'expérience est de 85.8% avec une erreur de 2.1% à basse énergie et de 1.4% à haute énergie. Une erreur systématique globale de 1.4% est à rajouter pour tenir compte des erreurs systématiques dues

à la polarimétrie elle-même. La correction finale de la polarisation sur l'asymétrie est donc :

$$\begin{aligned}
 362 \text{ MeV} : \quad P_e &= 85.8 \pm 2.1 \pm 1.4\% \\
 687 \text{ MeV} : \quad P_e &= 85.8 \pm 1.4 \pm 1.4\% \\
 A_{phys} &= \frac{1}{P_e} A_{meas}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Les dernières corrections à appliquer sont les corrections radiatives qui ont été calculées en détail pour les deux expériences (angles avant [58], angles arrière). Le formalisme associé aux corrections radiatives a été développé dans les années 1960 [59, 60] et fait intervenir les diagrammes d'ordre supérieur montrés figure 3.15.

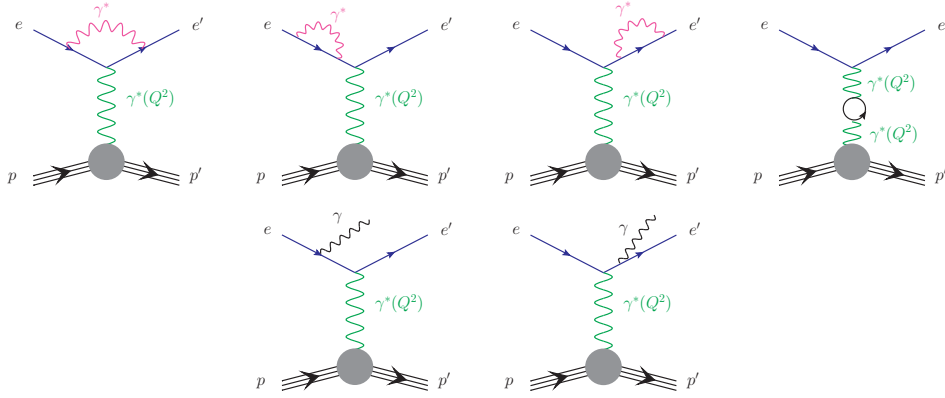


FIG. 3.15 – Les diagrammes d'ordre supérieur utilisés pour les corrections radiatives.

Ces diagrammes ont pour effet de modifier la cinématique et la section efficace de la diffusion élastique. Le changement de cinématique revient à modifier l'énergie de l'électron incident, l'énergie de l'électron mesuré (par rapport à son énergie au vertex) et donc le moment transféré. Les corrections radiatives sont calculées grâce à une simulation montecarlo complète du détecteur  $G^0$ , basé sur le logiciel GEANT3. La cinématique de la diffusion (quasi) élastique est modifiée aléatoirement (énergie incidente et diffusée). La section efficace et l'asymétrie de violation de parité sont alors calculées grâce à une section efficace modifiée [59, 60, 61] qui fait intervenir la section efficace de diffusion au premier ordre et des paramètres cinématiques. Ces calculs se font sur un grand nombre d'événements montecarlo et permettent de calculer l'asymétrie finale qui est la moyenne pondérée (par la section efficace) des asymétries pour chaque événement.

L'asymétrie calculée sans corrections radiatives  $A_{tree}$ , et avec corrections radiatives  $A_{RC}$  permet de définir le facteur de correction que l'on applique sur l'asymétrie mesurée :

$$Rc = \frac{A_{tree}}{A_{RC}} \tag{3.6}$$

Le principe est le même pour le deutérium, mais les calculs de la section efficace et de l'asymétrie font intervenir des calculs de R. Schiavilla [23, 62]. Ils sont basés sur un modèle d'interaction nucléon-nucléon incluant des interactions à un corps, à deux corps, ainsi que des corrections dues aux courants d'échanges mésoniques à la fois sur le courant électromagnétique, mais aussi sur le courant faible neutre. Les calculs avec les interactions à deux corps prennent

pleinement en compte les interactions dans l'état final, mais contiennent une petite erreur sur une des corrections relativistes. Cette erreur est très faible (inférieure à 2 %) sur les calculs d'asymétrie à basse énergie (362 MeV), mais non négligeable à haute énergie (687 MeV) et donc une analyse PWIA (Partial Wave Impulse Approximation) a été utilisée à haute énergie. Dans ce cadre, les interactions dans l'état final ont été ignorées et seuls les termes à un corps ont été inclus [23]. Les résultats de ces calculs sont montrés tableau 3.4, les erreurs sur ces corrections ont été déterminées en fonction des différents ingrédients qui entrent dans le calcul comme la densité de la cible, le champ du spectromètre  $G^0$  ou encore le modèle utilisé pour le deutérium. L'erreur totale des corrections radiatives est, pour le deutérium, de 0.0036 (ou 11%), et pour l'hydrogène de 0.002 (ou 5.5%).

	$A_{tree}(ppm)$	$A_{RC}(ppm)$	$R_c$
H 362 MeV	-10.434	-10.064	$1.037 \pm 0.002$
D 362 MeV	-15.492	-15.019	$1.032 \pm 0.004$
H 687 MeV	-38.026	-36.697	$1.036 \pm 0.002$
D 687 MeV	-52.731	-51.223	$1.034 \pm 0.004$

TAB. 3.4 – Corrections radiatives moyennes pour chaque jeu de données

À partir des asymétries mesurées du tableau 3.2, en appliquant les corrections additives 3.1 et 3.3, et les corrections multiplicatives 3.5 et 3.4, on obtient les asymétries de violation de parité [63] :

Target	$E_{beam} \text{ GeV}$	$Q^2 \text{ GeV}^2$	$A_{phys} \text{ ppm}$
H	0.359	0.2217	$-11.25 \pm 0.86 \pm 0.27 \pm 0.43$
D	0.360	0.2193	$-16.93 \pm 0.81 \pm 0.41 \pm 0.21$
H	0.682	0.6264	$-45.9 \pm 2.4 \pm 0.80 \pm 1.$
D	0.686	0.6294	$-55.5 \pm 3.3 \pm 2. \pm 0.7$

TAB. 3.5 – Asymétries physiques finales issues de l'expérience  $G^0$  angles arrière. Les incertitudes sont statistique, systématique point à point et systématique globale.

## Chapitre 4

# Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon

Le tableau 4.1 liste toutes les mesures d'asymétries de violation de parité disponibles en diffusion d'électron. Mises à part celles issues de  $G^0$  angle arrière, ces asymétries ne prennent pas en compte la correction de l'effet de l'échange de deux bosons (TPE, voir paragraphe 2.4). Il existe trois moments transférés distincts où il est possible de faire l'extraction de la contribution étrange électrique et magnétique. En dehors de ces trois moments transférés, les données de  $G^0$  angle avant permettent une mesure de la dépendance en  $Q^2$  de la combinaison des termes électrique et magnétique. Les prochains paragraphes décrivent les combinaisons linéaires obtenues aux angles avant, la méthode et les résultats de l'extraction de la composante étrange en utilisant les différentes mesures à trois  $Q^2$  donnés.

### 4.1 Combinaison linéaire

Dans le cadre des angles avant, nous n'avons accès qu'à la combinaison linéaire de  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^e$  (voir équation 2.6). Grâce à la grande acceptance en  $Q^2$  du détecteur, dix huit asymétries ont pu être mesurées. Une combinaison linéaire des contributions étranges électrique et magnétique peut être extraite en prenant pour  $G_A^e$  les corrections radiatives calculées (voir paragraphes 1.5 et 1.4). On définit alors une asymétrie sans composante étrange  $A_{NVS}$  (pour Non Vector Strange) qui s'exprime :

$$A_{NVS} = a_0 + A_A G_A^{eT=1} \quad (4.1)$$

qui nous permettent d'obtenir une combinaison des termes électrique et magnétique étranges :

$$G_E^s + \eta G_M^s = \frac{A_{phy}^{exp} - A_{NVS}}{A_E} \text{ avec } \eta = \frac{A_M}{A_E} \quad (4.2)$$

où  $A_{phy}^{exp}$  est l'asymétrie physique mesurée. Ces combinaisons linéaires sont listées tableau 6.3 et montrées figure 4.1 en fonction du moment transféré. L'erreur statistique est ajoutée quadratiquement à l'erreur systématique "point à point" et l'erreur systématique globale, qui correspond à des incertitudes sur des mesures communes à tous les points, est représentée par la

région grisée. Cette dernière contient principalement les incertitudes relatives aux paramètres du faisceau (énergie, polarisation ...). L'erreur représentée par la région grisée en bas de la courbe est une incertitude sur les modèles théoriques et contient les erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques et sur le facteur de forme axial. La paramétrisation des facteurs de forme choisie était celle de Kelly [9] (voir paragraphe 1.3.1) et les erreurs affectées aux valeurs issues de cette paramétrisation sont d'environ 1% pour les facteurs de forme électrique et magnétique du proton, et respectivement de 2% et 7% pour les facteurs de forme magnétique et électrique du neutron. Ces erreurs sont suffisantes pour prendre en compte les différences entre les paramétrisations existantes dont la sensibilité sur la combinaison linéaire des contributions étranges est montrée sur la figure 4.1, un changement de paramétrisation modifie la ligne de base  $G_E^s + \eta G_M^s = 0$  comme montré par les lignes en traits et pointillées correspondant respectivement aux paramétrisations de J.Friedrich et T.Walcher [8] et celle d'Arrington [10].

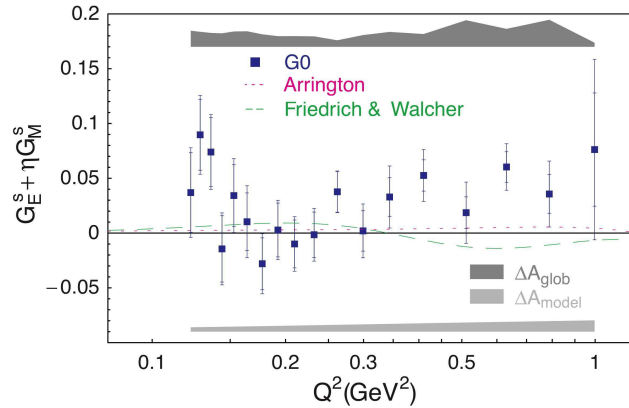


FIG. 4.1 – Combinaison linéaire des contributions étranges ( $G_E^s + \eta G_M^s$ ).

## 4.2 Extraction à $Q^2$ fini

La figure 4.2 présente les résultats pour des moments transférés de 0.1, 0.22 et 0.63 ( $GeV/c$ )<sup>2</sup> pour lesquels plusieurs expériences et plusieurs combinaisons linéaires des contributions étranges sont disponibles. On représente  $G_E^s$  en fonction de  $G_M^s$ , et on trace la combinaison linéaire (équation 4.2), les bandes représentant les barres d'erreur de la mesure. Afin d'extraire correctement  $G_E^s$  et  $G_M^s$  il est nécessaire d'appliquer la correction d'échange de deux bosons, puis d'extrapoler les asymétries mesurées à la bonne valeur de moment transféré. Pour le plus bas  $Q^2$ , il existe des mesures aux angles avant sur cible d'hydrogène (HAPPEX, PVA4 et G0) et sur cible d'hélium (HAPPEX), et aux angles arrière sur cible d'hydrogène et de deutérium (SAMPLE). Ces deux dernières mesures sont en accord avec un facteur de forme axial calculé [64], qui est de fait utilisé dans l'extraction à la place de la mesure en deutérium entachée d'une très grande incertitude statistique. Les mesures sur l'hydrogène aux angles avant sont aussi sensibles à  $G_E^s$  qu'à  $G_M^s$  et correspondent donc aux bandes diagonales sur la figure 4.2(a). La mesure en Hélium n'est sensible qu'à  $G_E^s$  et correspond à la bande horizontale. Enfin, la mesure aux angles arrière sur l'hydrogène est dominée par la composante magnétique et correspond à la bande verticale. De toutes ces mesures, on en tire les valeurs de  $G_E^s$  et  $G_M^s$  et leurs

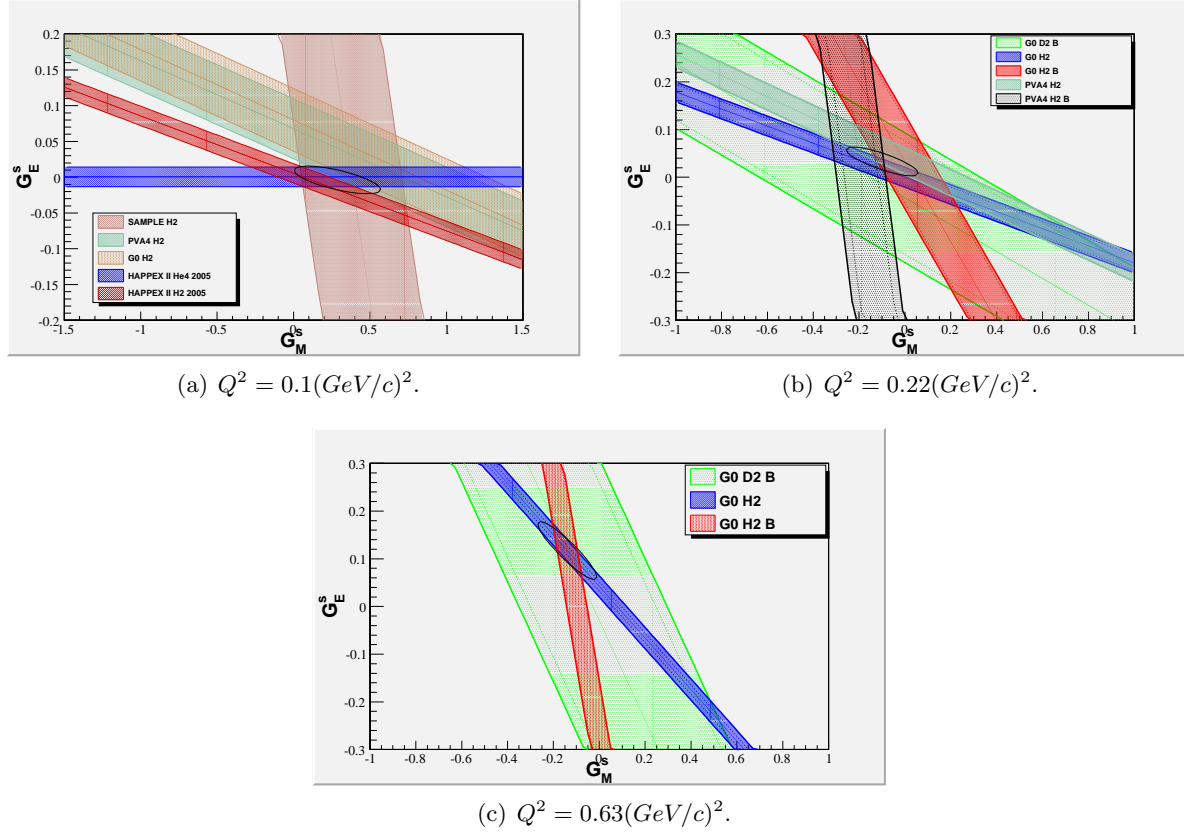


FIG. 4.2 – Contributions étranges électrique et magnétique extraites à trois valeurs de moment transféré.

erreurs représentées par l'ellipse au centre de la figure :

$$\begin{aligned} G_E^s(0.1) &= -0.002 \pm 0.013 \\ G_M^s(0.1) &= 0.25 \pm 0.19 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Pour  $Q^2 = 0.22$ , PVA4 a mesuré une asymétrie sur l'hydrogène aux angles avant et arrière, et  $G^0$  fournit deux mesures aux angles arrière en cible d'hydrogène et de deutérium. Pour les angles avant, comme  $G^0$  n'avait pas de mesure exactement au même  $Q^2$ , la combinaison  $G_E^s + \eta G_M^s$  (voir figure 4.1) a été interpolée avec une droite entre  $Q^2 = 0.177$  et  $0.997 (GeV/c)^2$ . Cette méthode est utilisée pour les deux moments transférés  $Q^2 = 0.22$  et  $Q^2 = 0.63$  et l'erreur statistique des points interpolés est prise à 70% de l'erreur statistique du point le plus proche. Le deutérium permet de déterminer le facteur de forme axial, grâce à une troisième combinaison linéaire des facteurs de forme. Une minimisation est faite sur les trois observables à la fois et les figures à deux dimensions 4.2(b) et 4.3 représentent les combinaisons linéaires utilisant les résultats de cette minimisation. De même que pour  $Q^2 = 0.1$ , la figure 4.2(b) représente le terme étrange électrique en fonction du terme étrange magnétique. La mesure d'asymétrie en deutérium ne contraint pas les observables liées aux contributions étrange, mais permet de contraindre et séparer la composante magnétique et le facteur de forme axial (voir figure 4.3(b)). Toutes ces mesures permettent d'extraire les contributions étranges et le facteur de

forme axial :

$$\begin{aligned}
 G_E^s(0.22) &= 0.037 \pm 0.024 \pm 0.016 \pm 0.008 \\
 G_M^s(0.22) &= -0.14 \pm 0.13 \pm 0.08 \pm 0.04 \\
 G_A^{e,T=1}(0.22) &= -0.38 \pm 0.31 \pm 0.16 \pm 0.08
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

$$\begin{aligned}
 G_E^s(0.63) &= 0.117 \pm 0.049 \pm 0.028 \pm 0.022 \\
 G_M^s(0.63) &= -0.14 \pm 0.11 \pm 0.06 \pm 0.03 \\
 G_A^{e,T=1}(0.63) &= -0.15 \pm 0.43 \pm 0.25 \pm 0.08
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

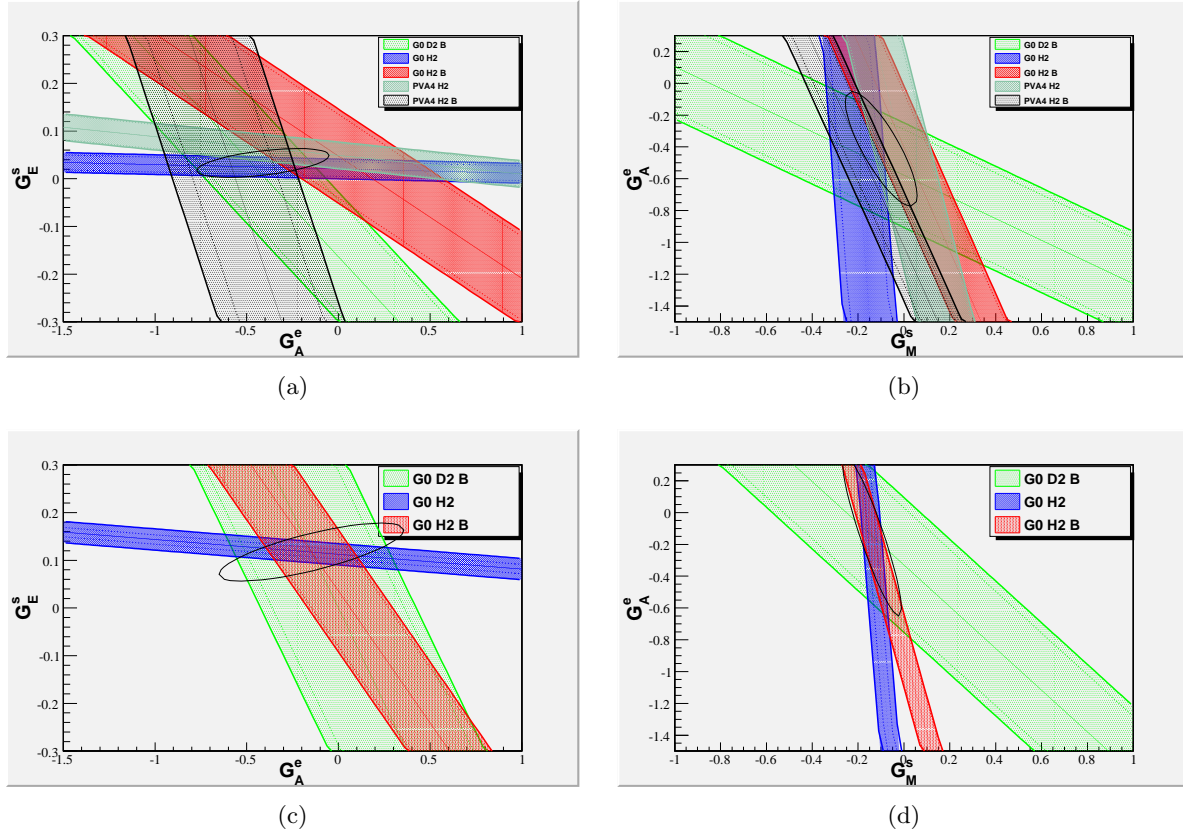


FIG. 4.3 – Contribution étrange électrique et magnétique et facteur de forme axial.

### 4.3 Dépendance en $Q^2$

Les résultats sur la contribution du quark étrange dans le nucléon sont présentés figure 4.4 en fonction du moment transféré. Les barres d'erreurs intérieures représentent les incertitudes statistiques et, les extérieures, la somme statistique plus systématique ; enfin, les incertitudes globales sont représentées par des rectangles grisés. La contribution électrique est nulle à  $Q^2 = 0.1$  et  $0.22$ , mais semble différente de zéro à  $Q^2 = 0.63$ . Le terme magnétique semble positif à bas  $Q^2$  mais est compatible avec zéro pour les autres moments transférés. Les courbes



représentent quelques modèles basés sur différentes approches de QCD sur réseau. Ces modèles sont entachés d'erreurs statistique et systématique et leurs prédictions sont représentées par une limite supérieure et inférieure. Le modèle [65] délimité par les lignes pleines reproduit assez bien les données, aussi bien pour le terme électrique que magnétique alors que les deux autres ([66, 67, 68] et [69]) prédisent une contribution étrange pratiquement nulle sur tout le domaine en  $Q^2$  et ne reproduisent pas le terme électrique à  $Q^2 = 0.63$  et le terme magnétique à  $Q^2 = 0.1$ . La figure 4.5 montre d'autres modèles. Le modèle représenté par la ligne pointillée, qui est basé

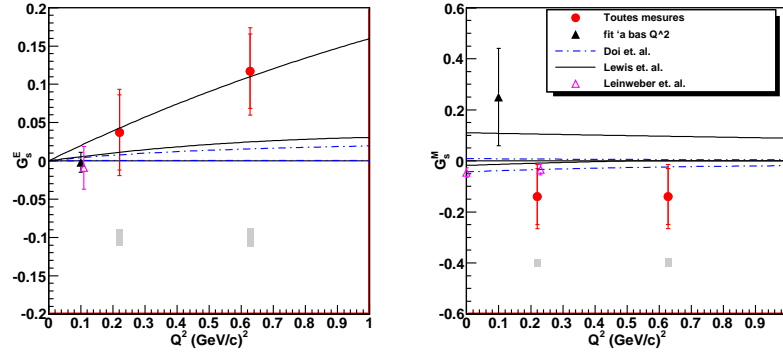


FIG. 4.4 – Contribution du quark étrange au facteur de forme des nucléons, comparée à des calculs basés sur lattice QCD.

sur un modèle de quarks constituants et utilise la théorie des perturbations chirales [70] pour extraire les propriétés des nucléons à basse énergie, prédit une contribution électrique positive mais trop faible pour être en accord avec le point à plus grand moment transféré et une contribution magnétique de signe opposé à ce que suggère le point à  $Q^2 = 0.1$ . Les deux modèles restants, représentés par des tirets et la ligne pleine sont basés respectivement sur un simple modèle de quarks et modèle VDM (Vector dominance Model) et prédisent de façon similaire une contribution étrange électrique de signe opposé aux mesures à grand  $Q^2$ .

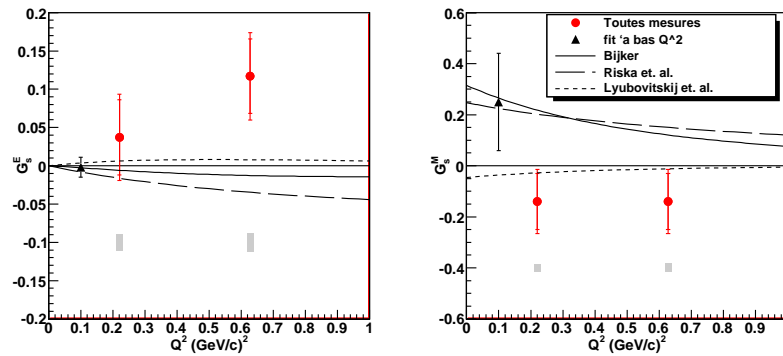


FIG. 4.5 – Contribution du quark étrange au facteur de forme des nucléons, comparés à des modèles basse énergie.

La figure 4.6 montre les valeurs du facteur de forme isovecteur axial mesuré en diffusion d'électron. Il diffère du facteur de forme isovecteur axial mesuré en diffusion neutrino par

des corrections radiatives bien maîtrisées à un quark et des corrections radiatives impliquant plusieurs quarks qui sont très mal connues (voir paragraphe 1.4). Nos mesures sont comparées, avec celles de SAMPLE [71, 72], au facteur de forme axial incluant d'une part les corrections à un quark uniquement (courbe pleine) et d'autre part les corrections multi-quarks (courbe pointillée). Le losange à  $Q^2 = 0$  est le seul calcul complet existant incluant les erreurs théoriques sur les corrections multi-quarks [20]. Etant donné qu'il n'existe aucune indication sur la dépendance en moment transféré des corrections multi-quarks, la figure montre deux dépendances différentes. Les courbes représentées par des tirets montrent la dépendance en  $Q^2$  des erreurs sur le terme multi-quarks en utilisant une forme dipolaire standard (voir paragraphe 1.5) avec la masse axiale  $M_A$  déterminée en diffusion neutrino. Les courbes extérieures en pointillés montrent l'erreur sur le calcul de  $G_A^e$  si on considère que ces corrections radiatives multi-quarks sont constantes en fonction du  $Q^2$ . C'est la première mesure de la dépendance en  $Q^2$  du facteur de forme axial en diffusion d'électrons et bien que les barres d'erreurs ne permettent pas de conclure quantitativement, ce facteur de forme axial semble suivre la même dépendance dipolaire que le terme axial en diffusion neutrino.

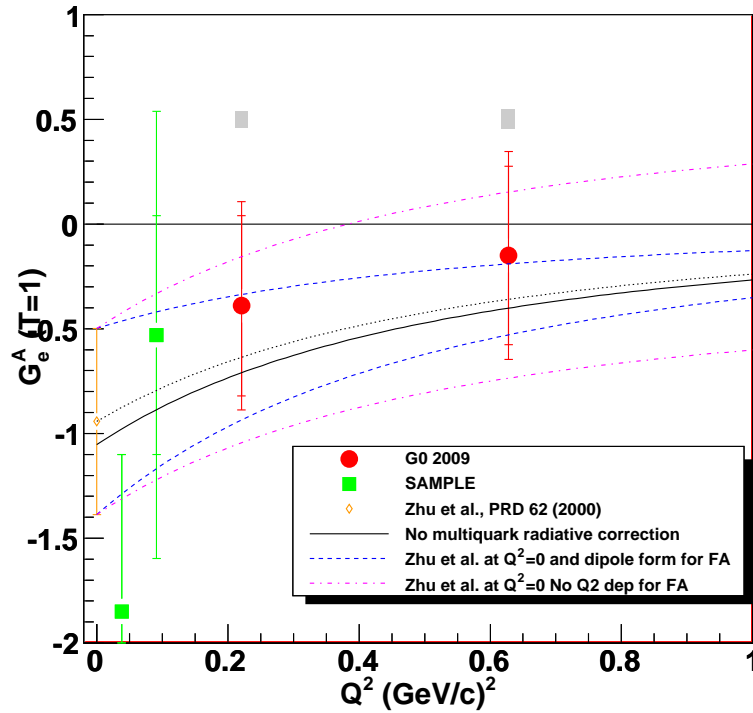


FIG. 4.6 – Facteur de forme axial mesuré en diffusion d'électron.

Finalement, la figure 4.7 montre les contributions du quark étrange au facteur de forme électrique (figure de droite) et magnétique (figure de gauche) du proton et du neutron. La contribution nette du quark étrange, qui est  $-\frac{1}{3}G_{E,M}^s$  voir équation 1.6, est grande pour le terme électrique à grand  $Q^2$  pouvant atteindre 15% de contribution dans le proton et 70% de contribution pour le neutron, avec aussi de grandes erreurs.

	cible	faisceau			$\theta_e$ deg	$Q^2$	Asymétrie (ppm)	année	ref
		E (GeV)	I( $\mu A$ )	$P_e(\%)$		( $GeV/c$ ) <sup>2</sup>			
SAMPLE I	$LH_2$	0.200	40	$40 \pm 4$	145 (122-177)	0.1	$-5.61 \pm 0.67 \pm 0.88$	1998	[40, 71, 64]
SAMPLE II	$LD_2$	0.200	40	$36 \pm$	145 (122-177)	0.091	$-7.77 \pm 0.73 \pm 0.72$	1999	[73, 71]
SAMPLE III	$LD_2$	0.125	40	$40 \pm$	145 (122-177)	0.038	$-3.51 \pm 0.57 \pm 0.58$	2001–02	[72]
HAPPEX I 1	$LH_2$	3.356	100	$38.2 \pm 2.7$	12.3	0.474	$-14.5 \pm 2. \pm 1.$	1998	[74, 38]
HAPPEX I 2	$LH_2$	3.3	35	$68.8 \pm 2.2$	12.3	0.477	$-15.05 \pm 0.98 \pm 0.56$	1999	[74, 75]
HAPPEX I	$LH_2$				12.3	0.477	$-14.92 \pm 0.98 \pm 0.56$	1998, 99	[38]
HAPPEX H	$LH_2$	3.03	35	$81.3 \pm 1.6$	6. (4-8)	0.099	$-1.14 \pm 0.24 \pm 0.06$	2004	[76]
HAPPEX He	$^4He$	3.03	35	$86.9 \pm 1.7$	5.7 (4-8)	0.091	$6.72 \pm 0.84 \pm 0.21$	2004	[77]
HAPPEX 2005	$LH_2$	3.18	35	$87.1 \pm 0.09$	6. (4-8)	0.109	$-1.58 \pm 0.12 \pm 0.04$	2005	[39]
	$^4He$	2.75	55	$84.4 \pm 0.8$	6. (4-8)	0.077	$6.40 \pm 0.23 \pm 0.12$	2005	[39]
PVA4 0.23	$LH_2$	0.8543	20	$80 \pm 4$	35. (30-40)	0.23	$-5.80 \pm 0.58 \pm 0.26^*$	2000–02	[42, 78]
PVA4 0.1	$LH_2$	0.5704	20	$80 \pm 4$	35. (30-40)	0.108	$-1.36 \pm 0.29 \pm 0.13$	2003	[41]
PVA4 0.22	$LH_2$	0.3151	20	$70 \pm 4$	145. (140-150)	0.22	$-17.23 \pm 0.82 \pm 0.89$		[78]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	6.68 ( $\theta_p=76.14$ )	0.122	$-1.51 \pm 0.44 \pm 0.22 \pm 0.18$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	6.85 ( $\theta_p=75.80$ )	0.128	$-0.97 \pm 0.41 \pm 0.20 \pm 0.17$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	7.06 ( $\theta_p=75.37$ )	0.136	$-1.30 \pm 0.42 \pm 0.17 \pm 0.17$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	7.27 ( $\theta_p=74.96$ )	0.144	$-2.71 \pm 0.43 \pm 0.18 \pm 0.18$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	7.50 ( $\theta_p=74.50$ )	0.153	$-2.22 \pm 0.43 \pm 0.28 \pm 0.21$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	7.77 ( $\theta_p=73.96$ )	0.164	$-2.88 \pm 0.43 \pm 0.32 \pm 0.23$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	8.09 ( $\theta_p=73.35$ )	0.177	$-3.95 \pm 0.43 \pm 0.25 \pm 0.20$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	8.43 ( $\theta_p=72.68$ )	0.192	$-3.85 \pm 0.48 \pm 0.22 \pm 0.19$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	8.84 ( $\theta_p=71.90$ )	0.210	$-4.68 \pm 0.47 \pm 0.26 \pm 0.21$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	9.31 ( $\theta_p=71.00$ )	0.232	$-5.27 \pm 0.51 \pm 0.30 \pm 0.23$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	9.92 ( $\theta_p=69.84$ )	0.262	$-5.26 \pm 0.52 \pm 0.11 \pm 0.17$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	10.64 ( $\theta_p=68.51$ )	0.299	$-7.72 \pm 0.60 \pm 0.53 \pm 0.35$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	11.46 ( $\theta_p=67.00$ )	0.344	$-8.40 \pm 0.68 \pm 0.85 \pm 0.52$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	12.59 ( $\theta_p=64.98$ )	0.410	$-10.25 \pm 0.67 \pm 0.89 \pm 0.55$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	14.20 ( $\theta_p=62.21$ )	0.511	$-16.81 \pm 0.89 \pm 1.48 \pm 1.50$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	15.98 ( $\theta_p=59.30$ )	0.631	$-19.96 \pm 1.11 \pm 1.28 \pm 1.31$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	18.16 ( $\theta_p=55.95$ )	0.788	$-30.8 \pm 1.9 \pm 2.6 \pm 2.59$	2004	[43]
$G^0$ forward	$LH_2$	3.031	40	$73.7 \pm 1$	20.90 ( $\theta_p=52.04$ )	0.997	$-37.9 \pm 7.2 \pm 9.0 \pm 0.52$	2004	[43]
$G^0$ backward	$LH_2$	0.359	60	$85.8 \pm 2.1 \pm 1.4$	110	0.2217	$-11.25 \pm 0.86 \pm 0.27 \pm 0.43$	2006-2007	[63]
$G^0$ backward	$LD_2$	0.360	35	$85.8 \pm 2.1 \pm 1.4$	110	0.2193	$-16.93 \pm 0.81 \pm 0.41 \pm 0.21$	2006-2007	[63]
$G^0$ backward	$LH_2$	0.682	60	$85.8 \pm 1.4 \pm 1.4$	110	0.6264	$-45.9 \pm 2.4 \pm 0.80 \pm 1.$	2006-2007	[63]
$G^0$ backward	$LD_2$	0.686	20	$85.8 \pm 1.4 \pm 1.4$	110	0.6294	$-11.25 \pm 3.3 \pm 2. \pm 0.7$	2006-2007	[63]

TAB. 4.1 – Liste des mesures d'asymétrie de violation de parité existantes

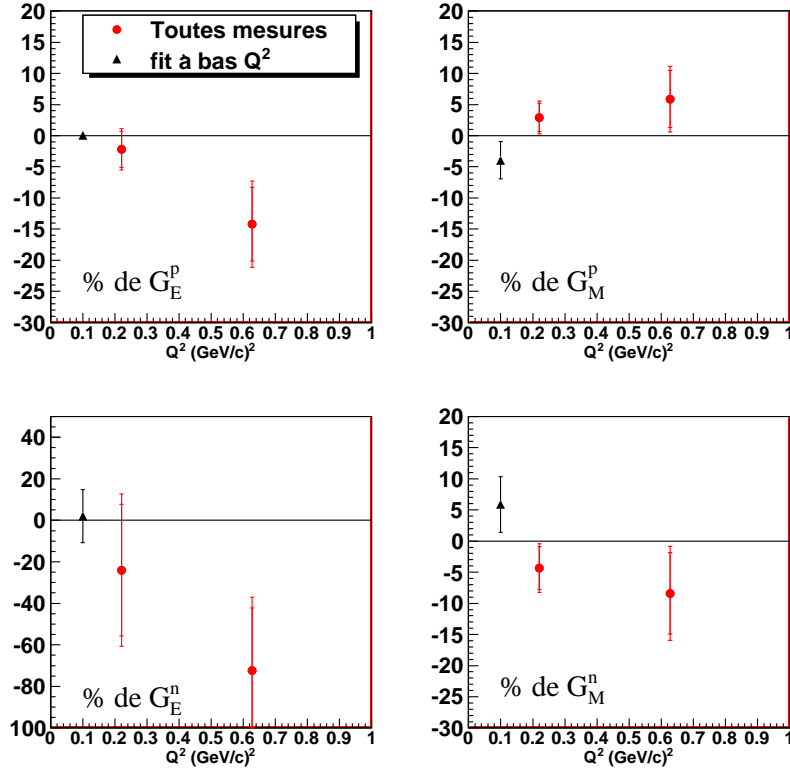
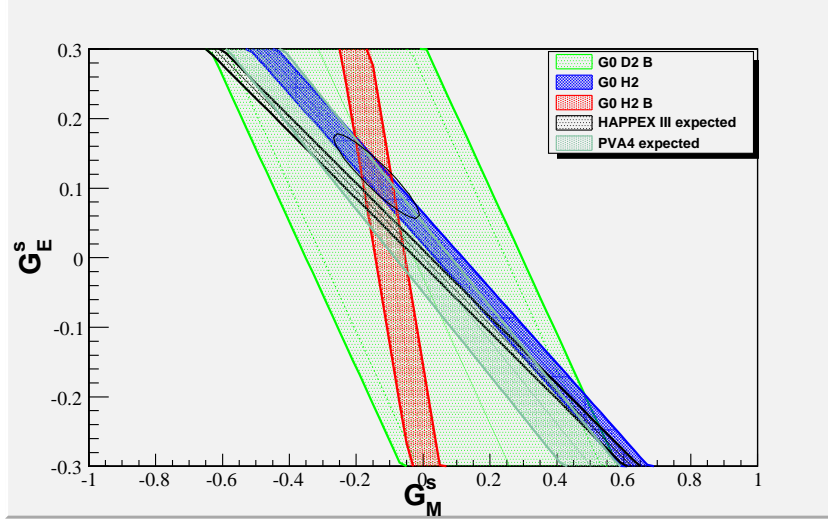


FIG. 4.7 – Contribution en pourcentage du quark étrange au facteur de forme des nucléons.

#### 4.4 Perspectives

Les mesures de  $G^0$  constituent l'aboutissement de ce qui est actuellement faisable en mesure de violation de parité en diffusion d'électrons. Deux expériences mesurent actuellement les asymétries sur l'hydrogène à  $Q^2 = 0.63$ , HAPPEX dans le hall A de CEBAF et PVA4 à Mayence. Cela permettra de confirmer la contribution électrique non nulle observée avec  $G^0$ , ce qui sera objectivement une bonne chose, mais ces mesures ne permettront pas de diminuer l'erreur individuelle sur les facteurs de forme de façon significative car les cinématiques seront trop proches de celle de  $G^0$ . La figure 4.8 montre ce que devraient donner les nouvelles mesures (erreur sur PVA4). L'avancée attendue de ces expériences sera de fournir une combinaison linéaire  $G_E^s + \eta G_M^s$  plus précise que  $G^0$  et qui pourrait être à quatre déviations standards de zéro si la valeur actuelle était mesurée. Le tableau 4.2 montre la contribution des angles avant et arrière sur l'erreur des contributions étranges et du facteur de forme axial. L'erreur dominante provient de la mesure aux angles arrière en cible de deutérium qui donne une incertitude sur le terme axial de l'ordre de grandeur de l'erreur théorique (voir figure 4.6). L'avancée la plus importante serait une mesure beaucoup plus précise du facteur de forme axial en diffusion d'électron, ce qui est difficilement faisable actuellement, ou des calculs plus précis des corrections radiatives. La précision des mesures de  $G^0$  sur l'hydrogène serait alors suffisante pour extraire avec une très faible incertitude les contributions étranges électrique et magnétique.


 FIG. 4.8 –  $G_E^s$  en fonction de  $G_M^s$  avec les mesures attendues d'HAPPEX et de PVA4.

	total	angles avant	angles arrière $H^2$	angles arrière $D^2$
$\Delta G_E^s$	0.061	0.025 (17.9%)	0.032 (28.2%)	0.045 (54.9%)
$\Delta G_M^s$	0.128	0.004 (0.1%)	0.062 (23.4%)	0.112 (76.5%)
$\Delta G_A^e$	0.503	0.027 (0.3%)	0.041 (0.7%)	0.501 (99.1%)

TAB. 4.2 – Bilan d'erreur sur les contributions étranges et le facteur de forme axial.

# Chapitre 5

## Perspectives

### 5.1 Physique hadronique avec ALICE au CERN et le calorimètre électromagnétique EMCAL

Depuis 2007, je suis entré dans la collaboration ALICE par notre implication dans la construction d'un calorimètre électromagnétique EMCAL (ElectroMagnetic CALorimeter). L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment), a pour objectifs la mise en évidence puis l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) à l'aide de faisceaux d'ions lourds ultra-relativistes. Elle fait partie des quatre grandes expériences mises en place auprès du collisionneur de hadrons au CERN le LHC.

Le détecteur ALICE a été construit par une collaboration d'un millier de physiciens et d'ingénieurs de trente pays différents. C'est un détecteur généraliste capable de mesurer un grand nombre d'observables nécessitant auparavant plusieurs accélérateurs et expériences dédiés. Il a été conçu pour détecter une très grande multiplicité de particules en collision plomb-plomb et est décomposé en dix sous détecteurs (voir figure 5.1) dans le tonneau. Dans la partie

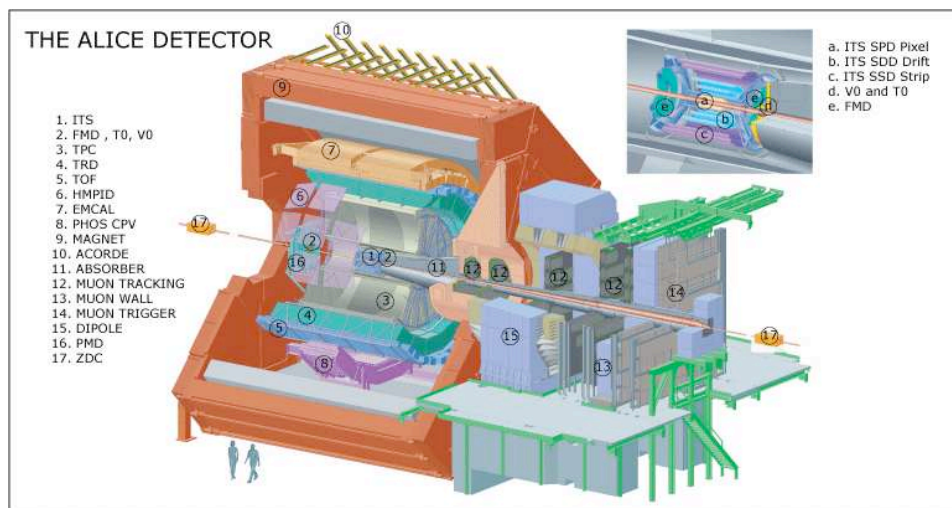


FIG. 5.1 – Le détecteur ALICE

intérieure, ALICE est constitué d'un système de reconstruction de trajectoire contenant cinq

sous détecteurs : l'ITS (Inner Tracking System), le SPD (Silicon Pixel Detector), le SDD (Silicon Drift Detector), le SSD (Silicon Strip Detector) et enfin la TPC (Time Projection Chamber). Ensuite vient l'identification des particules avec le TOF (Time of Flight), le HMPID (High Momentum Particle Identification) et le TRD (Transition Radiation Detector). Viennent s'ajouter à cela deux calorimètres électromagnétiques : PHOS (PHOton Spectrometer) et EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter). La détection des muons à petit angle est assurée par un ensemble complexe de matériaux absorbants, de grandes chambres à fils et d'un aimant dipolaire. Pour caractériser les collisions et déclencher l'acquisition de l'électronique, plusieurs petits détecteurs (ZDC, PMD, FMD, T0, V0) sont placés très près du faisceau à l'intérieur du tonneau.

La physique couverte par ALICE est très large et principalement axée sur le confinement et déconfinement des quarks à travers l'étude des propriétés thermodynamiques et des transitions de phase du milieu créé lors de la collision d'ions lourds. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'étude de l'interaction de particules avec ce dernier. Dans les collisions d'ions lourds relativistes, les partons de haute impulsion transverse ( $p_T$ ) interagissent avec le milieu dense produit au cours de la collision. Ceci conduit à une modification de l'impulsion des partons par rayonnement de gluons ou par diffusion élastique de ces partons dans le milieu traversé. Cette modification peut être observée expérimentalement en mesurant la modification des jets de hadrons résultant de l'hadronisation des partons (le phénomène de jet-quenching). Dans l'hypothèse d'une perte d'énergie résultant d'un rayonnement de gluons, ces gluons sont émis le long de l'axe du jet et par conséquent, la mesure de l'énergie totale du jet, qui reste inchangée, ne donnera pas d'information sur cette perte d'énergie. En revanche, la perte d'énergie des partons se traduit par une modification de la distribution en impulsion des hadrons du jet. Cela peut être caractérisé en mesurant la fonction de fragmentation des partons via EMCAL. Ainsi, les jets sont considérés comme une sonde unique permettant de mesurer la densité de couleurs du milieu créé dans les collisions d'ions lourds. Selon la valeur de la densité mesurée, il sera possible de préciser les degrés de liberté du milieu, quarks et gluons ou hadrons.

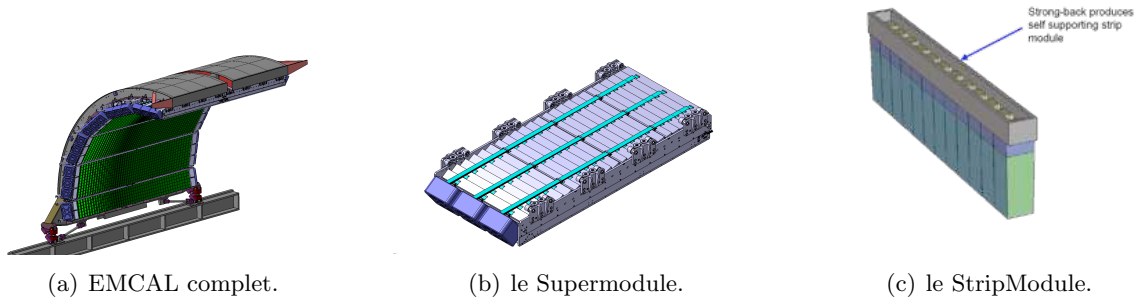


FIG. 5.2 – Le calorimètre EMCAL.

EMCal (figure 5.2(a)) est un calorimètre constitué de 11 SuperModules (figure 5.2(b)) divisés en 24 Stripmodules (figure 5.2(c)) chacun comprenant 12 modules utilisant la technologie aujourd'hui bien connue et maîtrisée de la calorimétrie à échantillonnage en Pb-scintillateur. Il permet d'augmenter l'acceptance de la mesure des photons comparée à celle du spectromètre PHOS, plus particulièrement conçu pour la mesure des photons thermiques nécessitant une excellente résolution en énergie. Mais il pourra surtout servir de déclencheur afin d'enrichir d'un facteur 200 environ le lot d'événements enregistrés avec des événements incluant des jets.

En combinant les informations de EMCal (sensible aux particules chargées et neutres) et du système de trajectographie d'ALICE, la résolution sur la mesure de l'énergie des jets sera grandement améliorée. Plus précisément il permettra d'étudier :

- La production inclusive de jets de particules et de photons : la comparaison avec les prédictions de pQCD doit permettre d'obtenir des renseignements sur les fonctions de distribution de gluons.
- La mesure d'événements gamma-jet avec une acceptance accrue : un jet et un gamma sont émis à  $180^\circ$  l'un de l'autre et la mesure de l'énergie du photon dans EMCal comparée à celle du jet permettra de mesurer précisément la fonction de fragmentation des jets.

Il faut souligner que EMCal permettra des analyses uniques au LHC, tout à fait complémentaires des études qui seront menées avec les données collectées par CMS ou ATLAS. En effet, ALICE étant la seule expérience dédiée à la physique des ions lourds, elle est équipée de détecteurs spécialisés (en particulier sa chambre à projection temporelle) qui permettent une trajectographie et une identification unique.

Les physiciens impliqués sur EMCAL forment une collaboration internationale. Les américains vont financer et construire huit supermodules sur les onze. Les trois restants seront construits en Europe dans des laboratoires italiens (Frascati, Catane) et français à Subatech (Nantes). Ces derniers ont pris en charge la construction des tours individuelles et leur montage en Stripmodule qui sont (ainsi qu'une partie des supermodules américains) assemblés, testés et calibrés au LPSC (Grenoble). Dans chacun des laboratoires, la physique des grandes impulsions transverses, des jets et des photons sera étudiée par des simulations menées dans le cadre des développements de logiciels de la Collaboration ALICE.

Le calorimètre EMCAL n'était pas prévu lors de la construction du détecteur ALICE, il a été le premier complément de détecteur. Lors des premiers faisceaux du LHC, 40% du calorimètre ont déjà été installés et permettront de calibrer sous faisceau et de mettre au point le détecteur et son analyse avant de compléter l'ensemble courant 2012.



# Conclusion

Ce document essaye de faire le bilan de ce que nous ont appris 15 ans de mesures de la contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon, via les mesures d'asymétries de violation de parité en diffusion d'électrons polarisés. L'expérience  $G^0$ , sur laquelle je me suis investi ces 11 dernières années, est décrite en détail dans ces deux grandes phases de mesure : les angles avant et les angles arrière. Bien qu'utilisant approximativement le même dispositif expérimental ces deux phases représentent deux expériences à part entière avec des détecteurs, une électronique et des conditions d'expérience très différentes. Le programme de violation de parité au LPSC aura permis de former quatre étudiants en thèse et de nombreux stagiaires qui ont profité de notre implication dans la construction des détecteurs et de leur électronique, dans les prises de données et dans l'analyse complète et délicate qui a été menée dans notre groupe. Les résultats montrent que la contribution du quark étrange représente environ -5% du moment magnétique du proton en accord avec sa contribution au spin, et contribue à la structure électrique intime du nucléon à hauteur de -15% dans le proton et entre -40% et -100% dans le neutron. Ces valeurs, une fois confirmées par les deux dernières expériences prévues dans ce domaine, vont contraindre très fortement les modèles du nucléon.

Pour aller plus loin, de nouvelles mesures pourraient être entreprises à plus grand moment transféré afin de déterminer de quelle façon la contribution étrange évolue, et de nouveaux calculs plus précis pourraient diminuer l'incertitude sur la facteur de forme axial, qui est actuellement la source d'erreur la plus importante. Tout cela permettrait de contraindre l'évolution en  $Q^2$  de la contribution étrange et donc d'estimer la taille des systèmes  $s\bar{s}$  dans le nucléon. Cependant, de tels programmes expérimentaux, en raison de leur complexité, nécessitent de longues années avant de produire des résultats et rien n'est prévu dans le futur immédiat. Les données publiées par l'expérience  $G^0$  resteront encore longtemps les dernières mesures contraignantes dans ce domaine.

Je vais continuer à explorer la matière nucléaire en travaillant avec le détecteur ALICE au LHC. Ce nouveau collisionneur de hadrons, qui vient juste de fournir ces premières collisions, permettra, avec les collisions d'ions lourds ultrarelativiste, d'étudier un état particulier de la matière qui est le plasma de quarks et de gluons. L'étude envisagée concerne les mesures de l'interaction des quarks avec ce milieu, à travers la détection et la caractérisation des fonctions de fragmentation notamment. Dans ce cadre nous avons construit et calibré au LPSC un calorimètre électromagnétique dont presque la moitié est déjà installée. Le calorimètre, une fois au complet en 2012, sera opérationnel lors des premières collisions d'ions lourds à haute énergie et haute luminosité.

# Chapitre 6

## Annexes

### 6.1 Les différentes particules élémentaires

Fermions		Leptons Peuvent se déplacer librement		Quarks Prisonniers de particules plus grandes (mesons ou baryons), ils sont confinés et ne peuvent être observés individuellement	
Charge électrique $Q$		-1	Neutres	-1/3	2/3
Charge faible vecteur $g_V$		$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	1	$-1 + 4/3 \sin^2 \theta_W$	$1 - 8/3 \sin^2 \theta_W$
Charge faible axiale $g_A$		1	-1	1	-1
Isospin faible $\tau_3$		-1/2	1/2	-1/2	1/2
Isospin faible $\tau_z$		-1	1	-1	1
	Première famille	Electron Mass = 0.511 MeV	Neutrino $\nu_i$ Mass < 2 eV	Down ( $d$ ) Mass = 3.5 – 6 MeV	Up ( $u$ ) Mass = 1.5 – 3.3 MeV
	Deuxième famille	Muon Mass = 105.658 MeV		strange ( $s$ ) Mass $\simeq$ 104 MeV	Charm ( $c$ ) Mass $\simeq$ 1.27 GeV
	Troisième famille	Tau Mass = 1776.84 MeV		Beauty ( $b$ ) Mass $\simeq$ 4.2 GeV	Top ( $t$ ) Mass $\simeq$ 171 GeV
Bosons vecteurs		Photon Mass = 0 eV $Q = 0 \quad Q_W = 0$	Gluon Mass = 0 eV $Q = 0$ $Q_W = 0$	$W^+, W^-, Z^0$ $Q = \pm 1 \ W^{+-}$ $Q = 0 \ Z^0$	

TAB. 6.1 – Caractéristiques des particules élémentaires.  $g_V = 2\tau_3 - 4Q \sin^2 \theta_W$ ,  $g_A = -2\tau_3$

## 6.2 Résultats de $G^0$ angles avant

$Q^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$A_{phys}$ (ppm)	$\sigma A_{stat}$ (ppm)	$\sigma A_{sys\ pt-pt}$ (ppm)	$\sigma A_{sys\ correlated}$ (ppm)	$A_{meas}(\sigma)$ (ppm)	$A_b(\sigma)$ (ppm)	$f$	$A_{nvs}$ (ppm)
0.122	-1.51	0.44	0.22	0.18	-1.38(0.40)	-3.69(2.51)	0.061	-1.96
0.128	-0.97	0.41	0.20	0.17	-1.07(0.36)	-4.36(0.78)	0.084	-2.11
0.136	-1.30	0.42	0.17	0.17	-1.34(0.37)	-5.49(0.90)	0.085	-2.29
0.144	-2.71	0.43	0.18	0.18	-2.67(0.38)	-4.05(2.81)	0.077	-2.50
0.153	-2.22	0.43	0.28	0.21	-2.46(0.37)	-6.13(2.46)	0.096	-2.75
0.164	-2.88	0.43	0.32	0.23	-3.13(0.37)	-7.94(2.82)	0.100	-3.05
0.177	-3.95	0.43	0.25	0.20	-4.47(0.36)	-9.76(1.91)	0.110	-3.44
0.192	-3.85	0.48	0.22	0.19	-5.01(0.41)	-15.39(1.66)	0.110	-3.91
0.210	-4.68	0.47	0.26	0.21	-5.73(0.40)	-13.53(1.99)	0.116	-4.47
0.232	-5.27	0.51	0.30	0.23	-6.08(0.41)	-9.73(2.06)	0.136	-5.23
0.262	-5.26	0.52	0.11	0.17	-5.55(0.41)	-5.35(0.99)	0.154	-6.31
0.299	-7.72	0.60	0.53	0.35	-5.40(0.46)	8.33(2.25)	0.174	-7.78
0.344	-8.40	0.68	0.85	0.52	-3.65(0.51)	18.37(3.11)	0.182	-9.66
0.410	-10.25	0.67	0.89	0.55	-1.70(0.51)	36.49(2.80)	0.180	-12.74
0.511	-16.81	0.89	1.48	1.50	-5.80(0.79)	40.86(8.16)	0.190	-17.96
0.631	-19.96	1.11	1.28	1.31	-9.74(0.94)	31.54(5.97)	0.200	-24.77
0.788	-30.83	1.86	2.56	2.59	-12.66(1.01)	15.65(5.83)	0.400	-34.57
0.997	-37.93	7.24	9.00	0.52	4.21(1.19)	16.08(2.22)	0.780	-48.61

TAB. 6.2 – Résultats finaux de l'expérience  $G^0$  angle avant. Asymétrie finale  $A_{phys}$ , asymétrie brute mesurée  $A_{meas}$ , asymétrie du bruit de fond  $A_b$ , fraction de bruit de fond (i.e. taux de comptage du bruit de fond/ taux de comptage total)  $f$ , asymétrie sans composantes vecteurs étranges  $A_{NVS}$ .

$Q^2(\text{GeV}/c)^2$	$\eta$	$G_E^s + \eta G_M^s$	$\sigma_{stat}$	$\sigma_{sys\ pt-pt}$	$\sigma_{sys\ global}$	$\sigma_{sys\ modèles}$
0.122	0.098	0.037	0.036	0.019	0.015	0.003
0.128	0.103	0.090	0.032	0.016	0.014	0.003
0.136	0.109	0.074	0.032	0.013	0.013	0.003
0.144	0.116	-0.014	0.030	0.013	0.012	0.003
0.153	0.123	0.034	0.028	0.019	0.014	0.003
0.164	0.132	0.010	0.026	0.020	0.014	0.004
0.177	0.143	-0.028	0.024	0.014	0.011	0.004
0.192	0.156	0.003	0.025	0.011	0.010	0.004
0.210	0.170	-0.010	0.022	0.012	0.010	0.004
0.232	0.189	-0.002	0.021	0.012	0.010	0.004
0.262	0.214	0.038	0.019	0.004	0.006	0.005
0.299	0.245	0.002	0.018	0.016	0.011	0.005
0.344	0.283	0.033	0.018	0.022	0.014	0.005
0.410	0.341	0.053	0.014	0.019	0.012	0.006
0.511	0.431	0.019	0.014	0.024	0.024	0.006
0.631	0.543	0.060	0.014	0.016	0.016	0.007
0.788	0.700	0.036	0.018	0.024	0.025	0.008
0.997	0.932	0.076	0.052	0.064	0.004	0.008

TAB. 6.3 – Combinaisons linéaires des contributions électrique et magnétique étrange telles que mesurées par l'expérience  $G^0$  angles avant

# Bibliographie

- [1] D. Drechsel. Brazilian Journal of Physics 24(2), 590 (1994).
- [2] G. Batigne. *Mesure du contenu étrange du nucléon : expérience G0*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2003). LPSC 0341.
- [3] B. Guillon. *Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les premiers résultats de l'expérience G0*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2005). LPSC 0589.
- [4] M. Versteegen.  *$G^0$  : Mesure de la contribution étrange à la structure électromagnétique du nucléon*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2009). LPSC 0341.
- [5] C. Amsler *et al.* Phys. Lett. B667, 1 (2008).
- [6] M. J. Musolf *et al.* Physics Reports 239(1-2), 1 (1994).
- [7] G. A. Miller. Phys. Rev. C 57(3), 1492 (1998).
- [8] J. Friedrich & T. Walcher. Eur. Phys. J. A17, 607 (2003). [hep-ph/0303054](#).
- [9] J. J. Kelly. Phys. Rev. C70, 068202 (2004).
- [10] J. Arrington. Phys. Rev. C69, 022201 (2004). [nucl-ex/0309011](#).
- [11] J. Arrington, W. Melnitchouk & J. A. Tjon. Physical Review C (Nuclear Physics) 76(3), 035205 (2007).
- [12] J. Arrington & I. Sick. Phys. Rev. C76, 035201 (2007). [nucl-th/0612079](#).
- [13] P. A. M. Guichon & M. Vanderhaeghen. Phys. Rev. Lett. 91, 142303 (2003). [hep-ph/0306007](#).
- [14] P. G. Blunden, W. Melnitchouk & J. A. Tjon. Phys. Rev. Lett. 91, 142304 (2003). [nucl-th/0306076](#).
- [15] Y. C. Chen *et al.* Phys. Rev. Lett. 93, 122301 (2004). [hep-ph/0403058](#).
- [16] A. V. Afanasev *et al.* Phys. Rev. D72, 013008 (2005). [hep-ph/0502013](#).
- [17] M. A. El Yakoubi. *Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les résultats de l'expérience PVA4 à  $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$* . Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI (2007). Fin de rédaction : le 18 Janvier 2007 IPNO-T-07-02.
- [18] R. Tieulent. *Violation de parité et contenu étrange du nucléon : expériences G0 et SAMPLE*. Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2002). ISN 0227.
- [19] W. J. Marciano & A. Sirlin. Phys. Rev. D 29, 75 (1984).
- [20] S.-L. Zhu *et al.* Phys. Rev. D62, 033008 (2000). [hep-ph/0002252](#).
- [21] E. Leader, A. V. Sidorov & D. B. Stamenov. Phys. Rev. D67, 074017 (2003). [hep-ph/0212085](#).

- [22] A. Bodek *et al.* Eur. Phys. J. C53, 349 (2008). 0708.1946.
- [23] R. Schiavilla, J. Carlson & M. W. Paris. Phys. Rev. C70, 044007 (2004). nucl-th/0404082.
- [24] E. Hadjimichael, G. I. Poulis & T. W. Donnelly. Phys. Rev. C 45(6), 2666 (1992).
- [25] D. B. Day *et al.* Phys. Rev. Lett. 59, 427 (1987).
- [26] D. B. Day *et al.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40, 357 (1990).
- [27] J. Arrington *et al.* Phys. Rev. Lett. 82, 2056 (1999). nucl-ex/9811008.
- [28] L. Diaconescu, R. Schiavilla & U. van Kolck. Phys. Rev. C 63(4), 044007 (2001).
- [29] R. Schiavilla, J. Carlson & M. W. Paris. Phys. Rev. C67, 032501 (2003). nucl-th/0212038.
- [30] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks & R. Schiavilla. Phys. Rev. C51, 38 (1995). nucl-th/9408016.
- [31] B. Desplanques, J. F. Donoghue & B. R. Holstein. Annals of Physics 124(2), 449 (1980).
- [32] A. De Pace. EDS.S.BOFFI ET AL 166 (1996).
- [33] M. B. Barbaro *et al.* Nuclear Physics A 598(4), 503 (1996).
- [34] A. Meucci, C. Giusti & F. D. Pacati. Nuclear Physics A 756(3-4), 359 (2005).
- [35] M. J. Musolf, R. Schiavilla & T. W. Donnelly. Phys. Rev. C 50(4), 2173 (1994).
- [36] J. A. Tjon, P. G. Blunden & W. Melnitchouk. Physical Review C (Nuclear Physics) 79(5), 055201 (2009).
- [37] K. Nagata *et al.* Physical Review C (Nuclear Physics) 79(6), 062501 (2009).
- [38] K. A. Aniol *et al.* Phys. Rev. C69, 065501 (2004). nucl-ex/0402004.
- [39] A. Acha *et al.* Phys. Rev. Lett. 98, 032301 (2007). nucl-ex/0609002.
- [40] D. T. Spayde *et al.* Phys. Rev. Lett. 84, 1106 (2000). nucl-ex/9909010.
- [41] F. E. Maas *et al.* Phys. Rev. Lett. 94, 152001 (2005). nucl-ex/0412030.
- [42] F. E. Maas *et al.* Phys. Rev. Lett. 93, 022002 (2004). nucl-ex/0401019.
- [43] D. S. Armstrong *et al.* Phys. Rev. Lett. 95, 092001 (2005). nucl-ex/0506021.
- [44] J. Hansknecht & M. Poelker. Phys. Rev. ST Accel. Beams 9(6), 063501 (2006).
- [45] T. Maruyama *et al.* A systematic study of polarized electron emission from strained GaAs/GaAsP superlattice photocathodes (2004).
- [46] C. K. Sinclair *et al.* Phys. Rev. ST Accel. Beams 10(2), 023501 (2007).
- [47] J. M. Grames *et al.* Phys. Rev. ST Accel. Beams 7(4), 042802 (2004).
- [48] Les quarks étranges, fugitifs constituants des protons (2005). Communiqué de presse du CNRS (<http://www2.cnrs.fr/presse/communiquer/709.htm>).
- [49] G-Zero Finds that Ghostly Strange Quarks Influence Proton Structure (2005). Jefferson Lab News (<http://www.jlab.org/news/releases/2005/gzeropr.html>).
- [50] G-Zero Experiment Spots Strange Quarks Influencing Proton Structure (2005). Jefferson Lab News (<http://www.jlab.org/news/releases/2005/gzero.html>).
- [51] The Proton's Strange Magnetism (2005). Focus de Physical Review (<http://focus.aps.org/story/v16/st7>).
- [52] 'Strange' physics experiment is unraveling structure of proton (2005). EurekAlert ([http://www.eurekalert.org/pub\\_releases/2005-06/uoia-pe061605.php](http://www.eurekalert.org/pub_releases/2005-06/uoia-pe061605.php)).

- [53] Ghostly Strange Quarks Influence Proton Structure (2006). ScienceDaily (<http://www.sciencedaily.com/releases/2006/06/060630083845.htm>).
- [54] G-Zero Finds that Ghostly Strange Quarks Influence Proton Structure (2005). Particule Physics News and Ressources "interaction" (<http://www.interactions.org/cms/?pid=1020598>).
- [55] G-Zero Finds that Ghostly Strange Quarks Influence Proton Structure (2005). Innovation report (<http://www.innovations-report.com/html/reports/physics-astronomy/report-45615.html>).
- [56] . Nature, Life Sciences. Physical Science & Engineering. 437, 173 (2005).
- [57] . The Economist (2005).
- [58] J. Arvieux *et al.* The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei 26(3), 429 (2005).
- [59] Y.-S. Tsai. Phys. Rev. 122(6), 1898 (1961).
- [60] L. W. Mo & Y.-S. Tsai. Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969).
- [61] Y.-S. Tsai. slac-pub-0848 (1971). Lectures given at 'Nato Advanced Inst. on Electron Scattering and Nuclear Structure, Cagliari, Italy, 1970.
- [62] R. Schiavilla. Private communication (2009).
- [63] D. Androić *et al.* Phys. Rev. Lett. 104(1), 012001 (2010). 0909.5107v2.
- [64] D. T. Spayde *et al.* Phys. Lett. B583, 79 (2004). nucl-ex/0312016.
- [65] R. Lewis, W. Wilcox & R. M. Woloshyn. Phys. Rev. D 67(1), 013003 (2003).
- [66] D. B. Leinweber *et al.* Phys. Rev. Lett. 94(21), 212001 (2005).
- [67] D. B. Leinweber *et al.* Physical Review Letters 97(2), 022001 (2006).
- [68] P. Wang *et al.* Physical Review C (Nuclear Physics) 79(6), 065202 (2009).
- [69] T. Doi *et al.* Physical Review D (Particles and Fields) 80(9), 094503 (2009).
- [70] V. E. Lyubovitskij *et al.* Phys. Rev. C66, 055204 (2002). hep-ph/0207225.
- [71] D. T. Spayde. Eur. Phys. J. A24S2, 51 (2005).
- [72] T. M. Ito *et al.* Phys. Rev. Lett. 92, 102003 (2004). nucl-ex/0310001.
- [73] R. Hasty *et al.* Science 290, 2117 (2000). nucl-ex/0102001.
- [74] K. A. Aniol *et al.* Phys. Rev. Lett. 82, 1096 (1999). nucl-ex/9810012.
- [75] K. A. Aniol *et al.* Phys. Lett. B509, 211 (2001). nucl-ex/0006002.
- [76] K. A. Aniol *et al.* Phys. Lett. B635, 275 (2006). nucl-ex/0506011.
- [77] K. A. Aniol *et al.* Phys. Rev. Lett. 96, 022003 (2006). nucl-ex/0506010.
- [78] S. Baunack *et al.* Phys. Rev. Lett. 102, 151803 (2009). 0903.2733.